

Dissertação de
Mestrado

Produção Exclusiva do Meson χ_{c0} no Experimento DØ

Marcos Correa Martins Junior

Orientador:
Gilvan Augusto Alves

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Agosto 2010

Resumo

Este trabalho apresenta o estudo da física difrativa hadrônica em altas energias no processo de produção exclusiva do Méson χ_{c0} , em colisões $p\bar{p}$ com energia de centro de massa de 1,96 TeV, $p + \bar{p} \rightarrow p + \chi_{c0} + \bar{p}$ no Experimento $D\bar{O}$ situado no Fermilab;

Abstract

This work presents the study of the hadronic diffractive physics in high energies in the process of exclusive production of the Meson χ_{c0} , in $p\bar{p}$ colisions with center of mass energy of 1.96 TeV, $p + \bar{p} \rightarrow p + \chi_{c0} + \bar{p}$ in the $D\bar{O}$ Experiment situated at Fermilab;

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço a Deus, que me deu saúde, força, sabedoria, paz, alegria, que me firmou na rocha através de seu filho Jesus, abrindo o meu entendimento e me capacitando, sem o qual nada eu teria feito. Obrigado Senhor.

A todas as pessoas que tornaram possível a realização deste trabalho.

Ao meu orientador, Dr. Gilvan Augusto Alves, pelo constante apoio, atenção, dedicação e amizade, pelos muitos conselhos e ensinamentos recebidos, pela enorme paciência nas enriquecedoras discussões.

Aos Drs. Arthur Maciel e Brendan Casey, por todo o apoio durante minha visita ao FER-MILAB.

A todos os professores da UFRRJ, em especial ao Dr. Cláudio Maia pela minha formação.

A todos os pesquisadores do CBPF, em especial ao Dr. Hélio da Motta.

A toda colaboração do experimento DØ.

Aos colegas e amigos da UFRRJ, Márcio Nunes, Tiago Rosa, Jeovani Brandão e Roberta Dutra, e do CBPF, Dr. Cesar Castromonte, Dr. Murilo Rangel, José Palomino e sua esposa Ruth, David Martinez, Arturo Fiorentini. Demais colegas do Fermilab, Angelo Santos, Maxim Perfilov.

A CAPES pela bolsa concedida durante o Mestrado.

A todo o pessoal administrativo do CBPF, em especial ao Ricardo e a Elisabete.

A minha família por todo o apoio que me deu em todos os momentos, a minha avó Ethel da Silva Bernardo que mesmo sem ter estudo me ensinou tudo o que sei, todos os valores, ao meu falecido avô José Francisco Bernardo pelo carinho, suporte e exemplo de vida, a minha mãe Cleonice da Silva Bernardo, sempre presente em todos os momentos da minha vida, me dando carinho, suporte e educação. A Igreja Missionária da Graça dos Últimos Dias na Terra IMGUDT por todas as orações e ensinamentos. A Maria das Graças e Djalmo Monteiro pelos ensinamentos, amizade e carinho. Em especial, a Flávia Silva Monteiro, minha namorada e futura esposa, pelo carinho, confiança, paciência, amizade, ensinamentos, incentivo. Obrigado.

Dedido aos meus avós, a minha mãe, aos meus irmãos e a Flávia.

Conteúdo

Resumo	i
Abstract	ii
Agradecimentos	iii
Lista de Tabelas	v
Lista de Figuras	vi
1 Introdução	2
2 O modelo padrão e a física difrativa	4
2.1 Interações fundamentais	5
2.1.1 Eletrodinâmica quântica (QED)	6
2.1.2 Cromodinâmica quântica (QCD)	6
2.1.3 Interação fraca (<i>flavordynamics</i>)	7
2.1.4 Interação eletrofraca	10
2.2 Difração	11
2.2.1 Teoria de <i>Regge</i>	13
2.2.2 Difração na física hadrônica	16
2.2.3 <i>Pomeron</i> na QCD	17
2.2.4 Difração dura em colisões hádron-hádron	18
3 Produção Exclusiva do Méson χ_{c0}	19
3.1 Partículas envolvidas no processo	19
3.2 Produção exclusiva	19
3.2.1 Produção exclusiva no formalismo de <i>Bialas-Landshoff</i> [17]	20
3.2.2 Modelo KMR	22

4	O experimento DØ	25
4.1	O <i>Tevatron</i>	25
4.2	O detector D0	27
4.3	Sistema de coordenadas	28
4.4	Sistema de detecção de traços centrais	29
4.4.1	(SMT)	29
4.4.2	(CFT)	30
4.4.3	Magneto solenoidal	32
4.5	Detector pré-chuveiro	33
4.6	Calorímetro	34
4.7	Espectrômetros de múons	36
4.7.1	Parte central do sistema de múons	37
4.7.2	Parte frontal do sistema de múons	39
4.8	Detector de prótons frontais (FPD)	39
4.9	Monitor de luminosidade (LM)	41
4.10	<i>Trigger</i>	43
4.10.1	Trigger de Múons	44
4.11	Aquisição de dados (DAQ)	45
4.11.1	<i>DAQ shifter</i>	45
5	Análise de dados e discussão dos resultados	47
5.1	Seleção de múons	47
5.1.1	Variáveis e cortes	50
5.2	Seleção de χ_{c0}	67
6	Conclusão	73
	Bibliografia	76

Lista de Tabelas

2.1	Modelo Padrão	5
3.1	Seção de choque no Tevatron e no LHC	22
5.1	Ajuste (fit) na massa invariante do di-múon	49
5.2	Variáveis e cortes.	52
5.3	Variáveis e definições.	52

Lista de Figuras

2.1	Férmios	4
2.2	Bósons	5
2.3	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação eletromagnética. Neste diagrama um lépton está emitindo um fóton.	6
2.4	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação forte. Neste diagrama um <i>quark</i> emite um glúon.	7
2.5	Diagramas de <i>Feynman</i> representando a interação forte. Nestes diagramas ocorre a interação entre glúons.	7
2.6	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação fraca para léptons. No diagrama está representada a interação fraca carregada envolvendo léptons, onde um lépton decai em um bóson W e um neutrino da mesma família.	8
2.7	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação fraca para léptons. No diagrama está representada a interação fraca neutra envolvendo léptons, onde o lépton emite um bóson Z^0	8
2.8	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação fraca envolvendo <i>quarks</i> . No diagrama um <i>quark</i> decai em um bóson W e um novo <i>quark</i> seguindo as relações da matriz de <i>Cabibbo-Kobayashi-Maskawa</i> fig.2.10.	9
2.9	Diagrama de <i>Feynman</i> representando a interação fraca envolvendo <i>quarks</i> . Na figura um <i>quark</i> emite o bóson Z^0	9
2.10	Matriz de <i>Cabibbo-Kobayashi-Maskawa</i>	10
2.11	Casos de difração. A figura (a) representa o espalhamento elástico, (b) a difração simples, (c) a difração dupla e (d) a dupla troca de <i>pomeron</i>	17
2.12	Representação da colisão de dois hádrons com produção de partículas de alto p_T	18
3.1	Diagrama para a produção de um objeto de alto p_T no processo de dupla troca de <i>pomeron</i> no modelo de <i>Bialas Landshof</i>	22
3.2	Diagrama para a produção de um objeto de alto p_T no processo de dupla troca de <i>pomeron</i> no modelo de <i>KMR</i>	24

4.1	Conjunto de aceleradores	26
4.2	Experimento DØ	28
4.3	Sistema de traços centrais	29
4.4	<i>Silicon Microstrip Tracker</i>	30
4.5	<i>Central Fiber Tracker</i>	31
4.6	Secção do suporte cilíndrico para as fibras cintiladoras.	31
4.7	Fluxo das linhas de campo magnético do solenoide.	33
4.8	Calorímetro	35
4.9	Célula do calorímetro	35
4.10	Câmaras a fio	36
4.11	Câmaras cintiladoras	37
4.12	Fluxo das linhas de campo magnético do toroide.	38
4.13	Posição do <i>FPD</i>	40
4.14	Detector de fibras usado no <i>FPD</i>	41
4.15	Posição do <i>LM</i>	42
4.16	Esquema mostrando a geometria dos contadores do LM e a localização dos PMT's.	43
4.17	Sistema de <i>trigger</i>	44
4.18	Esquema mostrando o uso do <i>trigger</i>	44
4.19	Monitor com informações gerais sobre o complexo de aceleradores.	46
5.1	Massa invariante do di-múon	48
5.2	Ajuste da massa invariante do di-múon	49
5.3	Região com predominância de sinal	50
5.4	Região com predominância de fundo	50
5.5	Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu).	53
5.6	Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu) nas regiões de sinal e fundo.	53
5.7	Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu) superposição da região de sinal com a região de fundo.	54
5.8	Fom vs cut (sig3dmumu).	54
5.9	Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu).	55
5.10	Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu) nas regiões de sinal e fundo.	55
5.11	Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu) super- posição da região de sinal com a região de fundo.	56
5.12	Fom vs cut (sigxymumu).	56
5.13	Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1).	57

5.14	Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1) nas regiões de sinal e fundo.	57
5.15	Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1) superposição da região de sinal com a região de fundo.	58
5.16	Fom vs cut (ipsig1mu1).	58
5.17	Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 (chi2Vrtmu1).	59
5.18	Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 (chi2Vrtmu1) nas regiões de sinal e fundo.	59
5.19	Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 (chi2Vrtmu1) superposição da região de sinal com a região de fundo.	60
5.20	Fom vs cut (chi2Vrtmu1).	60
5.21	Momento do dimúon (pmumu).	61
5.22	Momento do dimúon (pmumu) nas regiões de sinal e fundo.	61
5.23	Momento do dimúon (pmumu) superposição da região de sinal com a região de fundo.	62
5.24	Fom vs cut (pmumu).	62
5.25	Momento do múon2 (pmu2).	63
5.26	Momento do múon2 (pmu2) nas regiões de sinal e fundo.	63
5.27	Momento do múon2 (pmu2) superposição da região de sinal com a região de fundo.	64
5.28	Fom vs cut (pmu2).	64
5.29	Momento transverso do múon2 (ptmu2).	65
5.30	Momento transverso do múon2 (ptmu2) nas regiões de sinal e fundo.	65
5.31	Momento transverso do múon2 (ptmu2) superposição da região de sinal com a região de fundo.	66
5.32	Fom vs cut (ptmu2).	66
5.33	Massa invariante dos dois múons com cortes nas 9 variáveis.	67
5.34	Massa invariante do $J/\psi + \gamma$	68
5.35	Cortes nas nove variáveis estudadas na seleção de múons.	68
5.36	Momento do fóton.	69
5.37	Cortes no momento do fóton, $pg < 1,5 \text{ GeV}$ e $pg < 2,0 \text{ GeV}$, respectivamente.	70
5.38	Cortes nas variáveis de seleção de múons e no momento do fóton, $pg < 1,5 \text{ GeV}$ e $pg < 2,0 \text{ GeV}$, respectivamente.	70
5.39	Número de traços.	71
5.40	Massa invariante do $J/\psi + \gamma$ com corte nas variáveis de seleção de múons e corte em $ntrk < 10$	71
5.41	Massa invariante do $J/\psi + \gamma$ no experimento CDF com corte na lacuna de rapidez.	72

6.1	Certificado representando o dia de maior eficiência em 2009.	75
-----	--	----

Capítulo 1

Introdução

A física de partículas faz o estudo de objetos considerados indivisíveis e suas interações, e tem como base teórica o modelo padrão, descrevendo partículas que sofrem os efeitos quânticos, com velocidades comparáveis a da luz, sofrendo os efeitos relativísticos, portanto, sendo uma teoria quântica de campos.

Existe grande interesse na possibilidade de que no *LHC/CERN* [1] o Bóson de *Higgs* seja produzido em um processo exclusivo do tipo: $p + \bar{p} \rightarrow p + H + \bar{p}$. Nada mais é produzido em toda a interação, exceto o *Bóson* de *Higgs*. Para testar esta predição, um processo similar pode ser analisado, a produção exclusiva do méson χ_{c0} que posteriormente decai no canal $J/\psi + \gamma$.

$$(1.1) \quad p + \bar{p} \rightarrow p + \chi_{c0} + \bar{p}$$

$$(1.2) \quad \chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma$$

O objetivo dessa dissertação é estudar a possibilidade de observação da produção exclusiva do méson χ_{c0} no ambiente do *Tevatron* em colisões de altas energias $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, portanto um estudo da física difrativa hadrônica. O *Tevatron* é um acelerador circular situado no Fermilab [2], e opera feixes de prótons e anti-prótons com velocidades próximas a da luz. O estudo é feito no experimento $D\bar{O}$ [3], composto por detectores de traços, calorímetros e detectores de múons, construído para a medição de momento, energia e posição geométrica de objetos tratados pela física de partículas, tais como os hádrons.

No capítulo 2 serão abordadas as bases teóricas fundamentais da física de partículas de altas energias e aspectos fenomenológicos. Uma breve introdução ao modelo padrão será descrita, as partículas elementares, as interações fundamentais da matéria, os diagramas de *Feynman* relacionados a cada interação. Serão abordados aspectos da física difrativa hadrônica, introdução a teoria de *Regge*, o *pomeron* e os processos difrativos. No capítulo 3 será abordado o processo em estudo, a produção difrativa exclusiva. Serão apresentadas as partículas envolvidas e os modos de decaimento analisados, a produção exclusiva do méson χ_{c0} , o formalismo de *Bialas Landshoff* e o modelo KMR. No capítulo 4 serão discutidos os aspectos da detecção, bem como o complexo de aceleradores do *Fermilab*, e sobretudo, o experimento D0. Serão apresentados a produção das partículas colisoras (prótons e antiprótons), os estágios de aceleração e pré-aceleração, os detectores do experimento D0 e seus aspectos de construção, geometria, detecção, o *trigger*, a aquisição de dados e o *DAQ shifter*. No capítulo 5 será apresentada a análise de dados, bem como o estudo de cortes para a seleção de múons e seleção de χ_{c0} . No capítulo 6 será apresentada a conclusão.

Capítulo 2

O modelo padrão e a física difrativa

A Física de Partículas [4] [5] [6] [7] é o estudo dos constituintes fundamentais da matéria e suas interações. Entretanto, as partículas vistas como fundamentais vieram mudando com o tempo, à medida que o conhecimento dos físicos foi se desenvolvendo. O modelo padrão é uma teoria moderna que visa explicar todos os fenômenos das partículas físicas em termos de propriedades e interações, com um número pequeno de partículas de três tipos distintos. Os dois primeiros são chamados léptons e *quarks* e são férmions com $spin = \frac{1}{2}$; o terceiro são os bósons com $spin = 1$ ¹, os quais são os mediadores de força, na teoria. No modelo padrão, essas partículas são todas supostamente elementares, sendo tratadas como partículas pontuais, sem estrutura interna ou estados excitados.

FERMIONS			matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...		
Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_L lightest neutrino*	(0–0.13)×10 ^{−9}	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	−1	d down	0.005	−1/3
ν_M middle neutrino*	(0.009–0.13)×10 ^{−9}	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	−1	s strange	0.1	−1/3
ν_H heaviest neutrino*	(0.04–0.14)×10 ^{−9}	0	t top	173	2/3
τ tau	1.777	−1	b bottom	4.2	−1/3

Figura 2.1: Férmios

¹o gráviton, postulado como mediador da interação gravitacional teria spin 2

BOSONS			force carriers spin = 0, 1, 2, ...		
Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W^-	80.39	-1			
W^+	80.39	+1			
W bosons					
Z^0	91.188	0			
Z boson					

Figura 2.2: Bósons

2.1 Interações fundamentais

Existem quatro forças fundamentais na natureza: Forte, Fraca, Eletromagnética e Gravitacional. Para cada uma destas forças existe uma teoria física.

Tabela 2.1: Modelo Padrão

interação fundamental	intensidade	teoria	mediador
forte	10	cromodinâmica quântica	glúon
eletromagnética	10^{-2}	eletrodinâmica	fóton
fraca	10^{-13}	flavordinâmica	W^+, W^- e Z^0
gravitacional	10^{-42}	geometrodinâmica	gráviton

A teoria clássica da gravitação é a Lei Universal da Gravitação de *Newton*, a generalização relativística se deve a *Albert Einstein* com a Teoria Geral da Relatividade. Entretanto, uma teoria quântica da gravitação ainda não foi concluída. Embora seja uma das interações fundamentais, a interação gravitacional tem um papel pouco significativo para a física de partículas elementares devido a sua fraca intensidade. A teoria física que descreve a força eletromagnética é chamada eletrodinâmica e sua formulação clássica foi devida a *James Clerk Maxwell*, esta teoria é consistente com a teoria especial da relatividade. Para a eletrodinâmica existe uma formulação quântica chamada eletrodinâmica quântica (QED). As interações gravitacionais e eletromagnéticas são as mais conhecidas. A interação fraca era desconhecida para a física clássica e sua descrição foi dada com a formulação quântica relativística desde o princípio. Esta interação algumas vezes é chamada de *flavordynamics*. Semelhantemente, a interação forte não teve uma formulação clássica, sendo assim, é também uma teoria quântica relativística,

chamada cromodinâmica quântica (QCD). A teoria de *Glashow-Weinberg-Salam* trata das interações fraca e eletromagnética como diferentes manifestações de uma única força eletrofraca. Neste contexto as quatro forças se reduzem a três.

Cada uma dessas forças é mediada com a troca de uma partícula. O mediador da gravitação é chamado gráviton (ainda não descoberto), a força eletromagnética é mediada pelo fóton, a forte pelo glúon e a fraca pelos bósons vetoriais W^+ , W^- e Z^0 .

2.1.1 Eletrodinâmica quântica (QED)

Esta teoria é a mais antiga porém a mais bem sucedida, e origina as demais teorias, que são modeladas a partir dela. Todos os fenômenos eletromagnéticos se reduzem ao seguinte processo elementar:

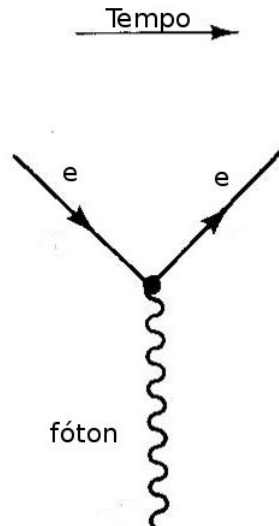


Figura 2.3: Diagrama de *Feynman* representando a interação eletromagnética. Neste diagrama um lépton está emitindo um fóton.

2.1.2 Cromodinâmica quântica (QCD)

Na cromodinâmica, a cor faz o papel da carga. Analogamente à interação eletromagnética, temos uma partícula emitindo ou absorvendo o mediador. Neste caso, para a interação forte, um *quark* emite ou absorve um glúon como representado na fig. 2.4:

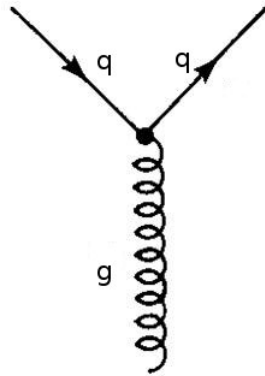


Figura 2.4: Diagrama de *Feynman* representando a interação forte. Neste diagrama um *quark* emite um glúon.

Neste sentido, a cromodinâmica é muito similar ao eletromagnetismo, entretanto, existem diferenças importantes. Os glúons também carregam cor, diferentemente dos fótons que são neutros. Desta forma, podemos ter interação entre glúons conforme os diagramas da fig. 2.5:

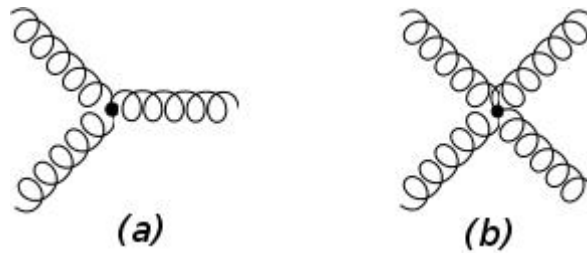


Figura 2.5: Diagramas de *Feynman* representando a interação forte. Nestes diagramas ocorre a interação entre glúons.

2.1.3 Interação fraca (*flavordynamics*)

Existem dois tipos de interação fraca: Carregada (mediada pelos W 's) e neutra (mediada pelo Z^0). Para os léptons, a teoria se torna simples, mas para os *quarks* existem peculiaridades.

Léptons

Para a força fraca carregada, os léptons interagem de acordo com o diagrama da fig. 2.6:

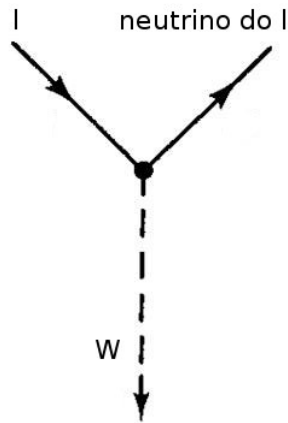


Figura 2.6: Diagrama de *Feynman* representando a interação fraca para léptons. No diagrama está representada a interação fraca carregada envolvendo léptons, onde um lépton decai em um bóson W e um neutrino da mesma família.

Para força fraca neutra, os léptons interagem de acordo com o diagrama da fig. 2.7 (sempre com neutrinos da mesma família):

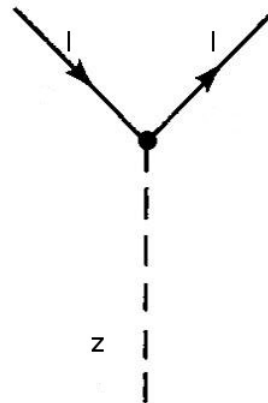


Figura 2.7: Diagrama de *Feynman* representando a interação fraca para léptons. No diagrama está representada a interação fraca neutra envolvendo léptons, onde o lépton emite um bóson Z^0 .

Quarks

Para a interação fraca carregada os *quarks* interagem de acordo com o diagrama da fig. 2.8:

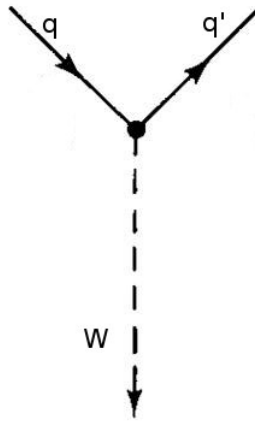


Figura 2.8: Diagrama de *Feynman* representando a interação fraca envolvendo *quarks*. No diagrama um *quark* decai em um bóson W e um novo *quark* seguindo as relações da matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* fig.2.10.

Para a interação fraca neutra os *quarks* interagem de acordo com o diagrama:

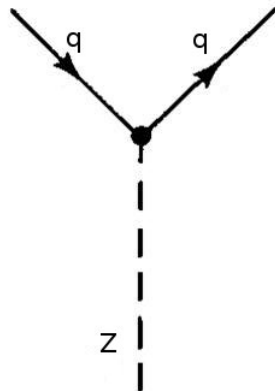


Figura 2.9: Diagrama de *Feynman* representando a interação fraca envolvendo *quarks*. Na figura um *quark* emite o bóson Z^0 .

Uma grande diferença entre *quarks* e léptons em relação a interação fraca, está no fato de léptons se acoplarem somente com membros da mesma família enquanto *quarks* se acoplam com membros de outras famílias segundo a matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* fig 2.10.

Em todas as interações para se obter diagramas mais complexos basta combinar os diagramas primitivos.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Figura 2.10: Matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*.

2.1.4 Interação eletrofraca

A teoria eletrofraca apresenta uma descrição unificada de duas interações fundamentais, a eletrodinâmica quântica e a interação fraca, como duas manifestações de uma única interação eletrofraca. Em primeiro plano, existe uma grande desigualdade entre as intensidades destas interações, entretanto, este problema é resolvido tendo em vista que os mediadores da interação fraca são extremamente massivos. Outro possível problema seria: como unificar as duas interações tendo o fóton (não massivo) na interação eletromagnética e os W^+ , W^- e Z^0 (massivos) na interação fraca? Este problema foi resolvido por *Weinberg* e *Salam* com o mecanismo de *Higgs*. Este mecanismo foi construído da união da invariância de *gauge* e da quebra espontânea de simetria gerando massa para os bósons W^+ , W^- e Z^0 na interação fraca.

O bóson de *Higgs* e a lagrangeana do campo eletrofraco

O bóson de *Higgs* é um bóson neutro de *spin*-zero cuja a existência é predita pelo modelo padrão, entretanto esta partícula ainda não foi descoberta. A existência desta partícula é necessária devido a uma simetria fundamental associada a teorias nas quais os mediadores de força são bósons de *spin*-1. Esta simetria é chamada invariância de *gauge*, e pode ser demonstrado que esta requer que os bósons de *gauge* de *spin*-1 tenham massas nulas se eles são os únicos bósons na teoria. Este é o caso da QED e da QCD, onde os bósons de *gauge* são os fótons e os glúons respectivamente, e ambos têm massas nulas. A invariância de *gauge* também desempenha papel importante na teoria eletrofraca unificada. Entretanto, existe um problema em relação aos bósons W^+ , W^- e Z^0 que não possuem massas nulas. Este problema é resolvido supondo que as várias partículas interagem com um novo tipo de campo, chamado campo de *Higgs*, e sua existência tem duas consequências: os bósons de *gauge* podem adquirir massa sem violar a invariância de *gauge*; existe um quantum eletricamente neutro associado com o campo de *Higgs*, chamado bóson de *Higgs*, da mesma forma que existe um quantum associado com o campo eletromagnético, o fóton.

Um dos conhecimentos mais importantes nas teorias físicas é o fato de as interações serem ditadas através de princípios de simetria. A conexão entre simetrias e leis de conservação é mais bem discutida através do formalismo lagrangeano na teoria de campos. A partícula em sua natureza é uma entidade localizada. Na mecânica clássica estamos interessados em calcular sua posição como função do tempo: $x(t)$, $y(t)$ e $z(t)$. O campo, por outro lado, ocupa uma região no espaço. Na teoria de campos, nosso objetivo é calcular uma ou mais funções da posição e do tempo $\phi_i(x,y,z,t)$. As variáveis do campo ϕ_i poderiam ser, por exemplo, a temperatura de cada ponto de uma sala, o potencial elétrico, ou as três componentes do campo magnético. Na mecânica clássica, a lagrangeana é introduzida como função de uma coordenada q_i e suas respectivas derivadas; na teoria de campos, a lagrangeana (densidade) é introduzida como função de um campo ϕ_i e x,y,z,t e suas respectivas derivadas. Lagrangeana final com acoplamento do campo de *Higgs* é dada por [6]:

$$L = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}.W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau.W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)L + \bar{R}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)R + |(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau.W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi|^2 - V(\phi) - (G_1\bar{L} + G_2\bar{L}\phi_c R + \text{conjugados hermitianos}) \quad (2.1)$$

- Os primeiros dois termos $-\frac{1}{4}W_{\mu\nu}.W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$ representam as energias cinéticas do W^+ , W^- , Z^0 e γ e interações.
- Os termos 3 e 4, $\bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau.W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)L + \bar{R}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)R$ representam as energias cinéticas de léptons e *quarks* e suas interações com W^+ , W^- , Z^0 e γ .
- Os termos 5 e 6, $|(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau.W_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi|^2 - V(\phi)$ representam as massas do W^+ , W^- , Z^0 e *Higgs* e acoplamentos.
- Os últimos dois termos, $-(G_1\bar{L} + G_2\bar{L}\phi_c R)$ representam as massas de léptons e *quarks* e acoplamentos com *Higgs*.

Desta forma, surge o termo de massa para os bósons vetoriais sem a necessidade de adição de um termo de massa explícito para os bósons de *Gauge*.

2.2 Difração

O termo difração [8] [9] foi introduzido na física nuclear de altas energias nos anos 50. Os primeiros a usá-lo foram *Landau* e sua escola (*Landau e Pomeranchuk* 1953; *Feinberg e Pomeranchuk* 1956; *Akhiezer e Pomeranchuk* 1958; *Sitenko* 1959). O termo é usado em analogia

com o familiar fenômeno óptico que ocorre quando um feixe de luz encontra um obstáculo, ou cruza um buraco com dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz. Tendo em vista que a propagação e a interação de um objeto como um hádron, não é nada além da absorção de sua função de onda causada pelos muitos canais inelásticos abertos em altas energias, o uso da terminologia óptica se torna apropriado.

Na óptica, a intensidade da luz difratada a ângulos pequenos e grandes números de onda κ é dada por:

$$(2.2) \quad I(\nu) \approx I(0)(1 - B\kappa^2\nu^2)$$

A intensidade possui um pico frontal e vales, seguidos eventualmente de um máximo secundário e possui dependência com o ângulo de espalhamento. $B \propto R^2$ (quadrado do raio do obstáculo, ou do buraco).

Processos hadrônicos difrativos possuem um comportamento similar. A seção de choque se comporta como:

$$(2.3) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}|_{t=0} e^{-B|t|} \approx \frac{d\sigma}{dt}|_{t=0} (1 - B|t|)$$

para t pequeno, sendo $|t| \propto \nu^2$ o quadri-momento transferido ao quadrado, em altas energias. Neste caso o parâmetro B é proporcional ao quadrado do raio do hádron alvo. Para $|t|$ grande, outro máximo secundário aparece. Este conceito de difração se tornou familiar primeiro na física nuclear e depois na física hadrônica.

A física óptica e hadrônica podem, a primeira vista, parecer campos muito distantes. Na última, colisões de partículas em altas energias produzem um número arbitrário de muitas variedades de diferentes partículas e este fato, torna a configuração consideravelmente mais complicada do que na óptica onde o princípio de *Huygens* dita a solução para cada problema. Entretanto, na prática, os dois campos são muito similares. Em ambos os casos existem altos números de onda e a característica ondulatória dos fenômenos é a responsável pelo que é observado.

2.2.1 Teoria de *Regge*

A teoria que serve como base para a difração é a teoria de *Regge* [8], descrevendo reações hadrônicas em altas energias através da troca de objetos (não elementares), os chamados *reggeons*.

É importante ressaltar as idéias estruturais como base da teoria de *Regge*. Para isto consideremos primeiramente, a mecânica quântica não relativística, teoria na qual as idéias principais de *Regge* foram originalmente formuladas.

Os estados ligados de um potencial atrativo, esfericamente simétrico decaem em famílias com *momentum* angular e energias crescentes e aparecem como pólos da amplitude de onda parcial $a_l(k)$ para um dado inteiro l (momento angular).

A idéia de *Regge* era continuar $a_l(k)$ para valores complexos de l . Como consequência, obtendo uma função de interpolação $a(l, k)$ que se reduz para $a_l(k)$ para $l \in \mathbb{Z}_+$. Para potenciais bem comportados tais como o do tipo *Yukawa*, as singularidades de $a(l, k)$ tornam-se pólos simples, associadas aos pólos de *Regge* e localizadas em diferentes valores definidos pela relação $l = \alpha(k)$, onde, $\alpha(k)$ é uma função da energia, chamada Trajetória de *Regge*. Cada família de estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma trajetória de *Regge*. As energias destes estados são obtidas através de $l = \alpha(k)$, atribuindo valores físicos ao *momentum* angular l .

A extensão da técnica de *Regge* para a física de partículas de altas energias foi originalmente feita por *Chew* e *Frautschi* (1961) e *Gribov* (1961). A amplitude de onda relativística $A_l(t)$ pode ser analiticamente continuada para valores complexos de l . A função de onda resultante $A(l, t)$ possui pólos simples em $l = \alpha(k)$ e cada pólo contribui para a amplitude de espalhamento, um termo que se comporta assintoticamente, com $s \rightarrow \infty$ e t fixo, onde s e t são as variáveis de Mandelstam [5][6]:

$$(2.4) \quad A(s, t) \sim s^{\alpha(t)}$$

De acordo com a teoria de *Regge*, as interações fortes não são devidas a trocas de partículas com um *spin* definido, mas sim com a troca das trajetórias de *Regge*, essas trajetórias são chamadas de *reggeons*. As trocas de *reggeons* levam a amplitudes de espalhamento do tipo (2.4).

A teoria de *Regge* descreve processos de espalhamento de dois corpos $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, em termos de troca de *reggeons* e a amplitude destes processos pode ser escrita por conveniência, para o caso simples de uma troca de *reggeon* como:

$$(2.5) \quad A(s, t) = \beta(t)\eta(t)s^{\alpha(t)}$$

$$\eta(t) = -\frac{1 + \xi \exp\{-i\pi\alpha(t)\}}{\sin \pi\alpha(t)}$$

(2.6)

onde $\beta(t)$ é o resíduo e $\eta(t)$ fator de assinatura. Para trajetórias lineares e $|t|$ pequeno $\eta(t)$ pode ser escrito como:

$$\eta(t) \simeq \eta(0)\exp\{-i\frac{\pi}{2}\alpha' t\}$$

(2.7)

Supondo um comportamento exponencial para o resíduo, pode-se escrever:

$$\beta(t) = \beta(0)\exp\{B_0\frac{t}{2}\}$$

(2.8)

E a amplitude de *Regge* fica descrita como:

$$A(s, t) = \beta(0)\eta(0)s^{\alpha(0)}\exp[\frac{B_0}{2} + \alpha'(\ln s - i\frac{\pi}{2})]$$

(2.9)

Uma vez em que as funções de trajetória e o resíduo apresentam valores reais, o fator de assinatura determina completamente a fase da amplitude do pólo de *Regge*.

Seção de choque Total na teoria de *Regge*

Para obter a predição da teoria de *Regge* em relação a seção de choque podemos utilizar, com o limite $s \rightarrow \infty$:

$$\sigma_{tot} \simeq \frac{1}{s} \text{Im} A(s, t=0) \sim s^{\alpha(0)-1} \quad (2.10)$$

Se existir mais de um pólo contribuindo, a seção de choque total será dada como a soma dos termos:

$$\sigma_{tot} \sim \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1} \quad (2.11)$$

A seção de choque elástica é dada por:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim F(t) s^{2\alpha_i(0)-2} \quad (2.12)$$

onde $F(t)$ é uma função que contem o resíduo $\beta(t)$ e o fator de assinatura $\eta(t)$.

Pomeron na teoria de *Regge*

O *reggeon*, com números quânticos do vácuo é chamado de *pomeron*. Este nome é uma homenagem ao físico russo *I. Ya. Pomeranchuk* um dos fundadores da física difrativa hadrônica. A trajetória do *pomeron* não corresponde a nenhuma partícula física e sua representação é dada por ***IP***.

O *pomeron* é a trajetória dominante em processos elásticos e processos difrativos, através da troca de números quânticos do vácuo no canal t. Logo teremos:

$$\mathbf{IP} : P = +1, C = +1, G = +1, I = 0, \xi = +1$$

(2.13)

onde P é a paridade, C é a conjugação de carga, G é a paridade G , I é o *isospin* e ξ é uma constante relacionada ao fator $\eta(t)$.

2.2.2 Difração na física hadrônica

O hádron, em Física de Partículas, é uma partícula composta, formada por um estado ligado de *quarks*. Os hádrons mantêm a sua coesão interna devido à interação forte, de um modo análogo à que mantém os átomos unidos pela força electromagnética. Os hádrons mais conhecidos são os prótons e nêutrons. Os processos difrativos hadrônicos tradicionalmente são classificados em duas classes distintas, difração mole e difração dura. A difração mole é caracterizada por uma escala de energia da ordem do tamanho de um hádron $R(\approx 1 \text{ fm})$. Esta é a escala típica de tal processo. A difração dura é caracterizada por duas ou mais escalas de energia, uma sendo ainda da ordem do tamanho do hádron, e a outra sendo a escala de energia dura.

Os primeiros autores a darem uma descrição da difração hadrônica em termos modernos foram *Good e Walker* (1960). Eles escreveram [8]:

"A phenomenon is predicted in which a high energy particle beam undergoing diffraction scattering from a nucleus will acquire components corresponding to various products of the virtual dissociations of the incident particle[...] These diffraction-produced systems would have a characteristic extremely narrow distribution in transverse momentum and would have the same quantum numbers of the initial particle."

Uma definição geral de processos hadrônicos difrativos pode ser formulada como:

1. A reação na qual nenhum número quântico é trocado entre as partículas colisoras, em altas energias, é uma reação difrativa.

Esta definição cobre todos os casos:

- Espalhamento elástico: quando exatamente as mesmas partículas incidentes saem após a colisão.
- Difração simples: quando uma das partículas incidentes sai ilesa após a colisão enquanto a outra produz um grupo de partículas finais (ou ressonância) com os mesmos números quânticos.

- Difração dupla: quando cada partícula incidente produz grupos de partículas finais (ou ressonância), com exatamente os mesmos números quânticos das partículas iniciais.
- Dupla troca de Pomeron: quando as partículas incidentes permanecem intactas como na difração elástica, mas surgindo partículas no estado final devido a troca de *pomerons*.

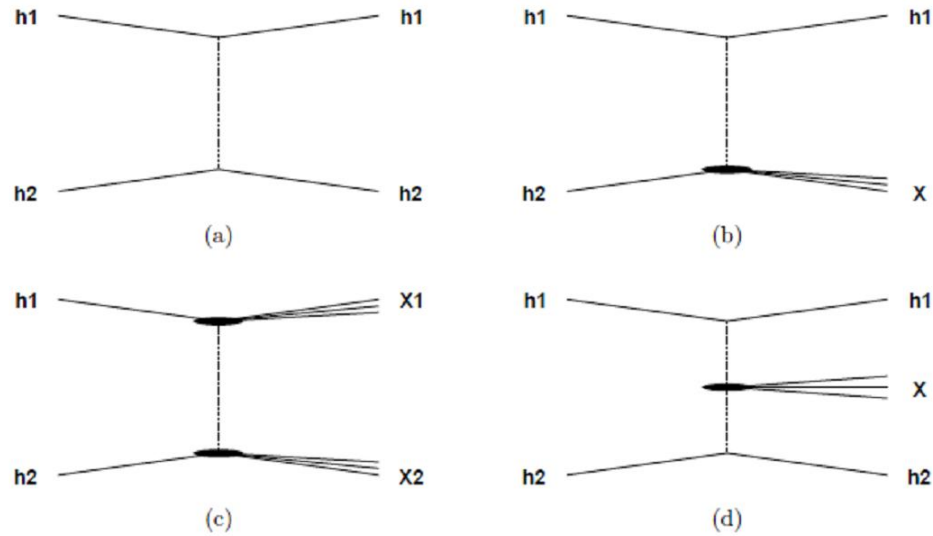


Figura 2.11: Casos de difração. A figura (a) representa o espalhamento elástico, (b) a difração simples, (c) a difração dupla e (d) a dupla troca de *pomeron*.

Na prática, enquanto é possível reconhecer que uma reação pertence a uma das classes de processos difrativos definidas, se torna difícil fazê-lo quando o estado final não está completamente reconstruído, e desta forma, reconhecer se o produto da colisão possui os mesmos números quânticos das partículas incidentes. Portanto é conveniente uma definição operacional de difração, que é equivalente a anterior:

2. Uma reação difrativa é caracterizada por uma grande lacuna de rapidez no estado final, sendo esta lacuna não exponencialmente suprimida.

2.2.3 *Pomeron* na QCD

Na teoria de *Regge* o *pomeron* é uma trajetória com números quânticos do vácuo, introduzida para explicar a seção de choque total. Embora bem sucedida, a teoria de *Regge* é, no entanto, somente uma fenomenológica visão do fenômeno hadrônico. A teoria fundamental das interações fortes e portanto, a que melhor explicaria a estrutura do *pomeron* é a cromodinâmica quântica

(*quantum chromodynamics* QCD). O *pomeron* na QCD está associado a um estado singlete de cor formado por glúons.

2.2.4 Difração dura em colisões hádron-hádron

A produção de jatos de alto p_t através da dupla troca de *pomeron* foi discutida por *Ingelman* e *Schlein* [10] em 1985. Eventos deste tipo, contendo dois jatos de alta energia transversa foram observados em interações $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 630$ GeV pelo experimento *UA8* [11] no *CERN* em 1988. Desde então, a difração dura (*hard diffraction*) vem sendo estudada em espalhamentos hádron-hádron em experimentos como o *UA8* no *CERN*, *CDF* [12] e *DØ* no *Tevatron*. A existência da escala dura implica na possibilidade de se usar *QCD* perturbativa.

Em fenômenos de alto p_t nas colisões hadrônicas, utiliza-se a fatoração [13]. Os constituintes são considerados partículas livres e são descritos pelo modelo partônico na figura 2.12

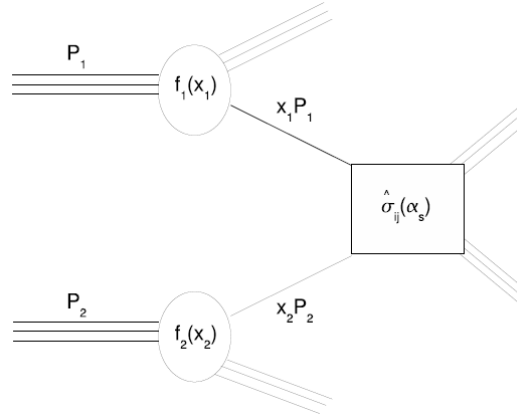


Figura 2.12: Representação da colisão de dois hádrons com produção de partículas de alto p_T .

A seção de choque tem a forma:

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu^2) f_j(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, P_1, x_2, P_2, \alpha_s(\mu^2), \frac{Q^2}{\mu^2}), \quad (2.14)$$

onde P_1 e P_2 são os 4-momento iniciais dos hádrons, μ é a escala de renormalização da teoria, x_1 e x_2 são as frações do 4-momento carregado pelos pártons, $f_i(x_1, \mu^2)$ é a função de distribuição do párton i dentro do hádron, Q^2 é a escala de espalhamento duro e $\hat{\sigma}_{ij}(x_1, P_1, x_2, P_2, \alpha_s(\mu^2), \frac{Q^2}{\mu^2})$ é a seção de choque do processo duro (teoria de perturbação).

Capítulo 3

Produção Exclusiva do Méson χ_{c0}

3.1 Partículas envolvidas no processo

Os hádrons são partículas não fundamentais compostas por *quarks* e podem ser nomeados como bárions (formado por 3 *quarks*), e como mésons [14] (formados por um par *quark-antiquark*). Este último é o objeto de estudo a ser discutido.

O méson χ_{c0} é uma partícula neutra composta por um par *quark-antiquark* do tipo *charm* representado por $c\bar{c}$ e possui massa $m = 3414,75 \pm 0,31 MeV$, tempo de vida $\Gamma = 10,2 \pm 0,7 MeV$ e números quânticos dados por $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$. Dentre os decaimentos possíveis, o canal a ser estudado (decaimento radiativo) é o decaimento do χ_{c0} em J/ψ e um γ , representado por $\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma$, possuindo uma razão de ramificação de decaimento $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (1,28 \pm 0,11)\%$.

O J/ψ [15] é um méson neutro também composto por um par *quark-antiquark* do tipo *charm* e possui massa $m = 3096,916 \pm 0,011 MeV$, tempo de vida $\Gamma = 93,2 \pm 2,1 KeV$ e números quânticos dados por $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$. Dentre os decaimentos possíveis, o canal a ser estudado é o decaimento do J/ψ em um par múon-antimúon, representado por $J/\psi \rightarrow \mu(-)\mu(+)$, possuindo uma razão de ramificação de decaimento $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (5,93 \pm 0,06)\%$.

3.2 Produção exclusiva

Produções difrativas centrais de estados massivos em processos exclusivos e inclusivos já foram estudadas com o formalismo da dupla troca de *pomeron* e apresentam resultados experimentais. Dijatos massivos foram estudados em processos difrativos inclusivos no *Tevatron*, e a análise de processos difrativos exclusivos em estados massivos é um tema em estudo. Sua motivação

está na possibilidade de o bóson de *Higgs* ser produzido por tal processo. Entretanto, a seção de choque para este processo ainda é uma questão em aberto.

Um mecanismo de produção similar a produção exclusiva do bóson de *Higgs* pode ser observado com a análise de uma partícula mais leve como a produção exclusiva do méson χ_{c0} [16]. Existe a possibilidade de se obter uma seção de choque grande o suficiente para observar a dinâmica de tal mecanismo. De fato, este processo já foi reportado pela colaboração do experimento CDF, apresentando uma seção de choque:

$$(3.1) \quad \sigma_{exc}(p\bar{p} \rightarrow p + J/\psi + \gamma + \bar{p}) < 76 \pm 10 \pm 10nb$$

3.2.1 Produção exclusiva no formalismo de *Bialas-Landshoff* [17]

Geralmente são considerados dois tipos de topologias da dupla troca de *Pomeron* para a produção de estados pesados: a dupla troca de *pomeron* exclusiva, onde o objeto central é produzido isoladamente, separado dos hádrons colisores por uma lacuna de rapidez,

$$hh \rightarrow h + \text{objeto pesado} + h,$$

e a dupla troca de *pomeron* inclusiva, onde o objeto central é acompanhado de outras partículas,

$$hh \rightarrow h + X + \text{objeto pesado} + Y + h,$$

onde h representa os hádrons colisores, X e Y representam as partículas que acompanham o objeto central no caso inclusivo.

Em geral, a produção exclusiva é mais promissora, uma vez que uma melhor razão *signal-background* é esperada. De fato, em eventos exclusivos, nenhuma outra partícula é produzida junto com o objeto central, e a medição dos hádrons espalhados feita por detectores próximos ao feixe pode fornecer informações sobre a massa do objeto central e a dinâmica do processo hadrônico.

Para o estudo da produção difrativa exclusiva, utiliza-se uma extensão do formalismo de *Bialas-Landshoff* [16] para a produção difrativa do *Higgs*, também aplicável aos pares de *quarks* pesados. Esta extensão baseia-se em diagramas de troca de *pomeron* mole (*soft*).

A seção de choque possui uma dependência na energia, e está relacionada com o aumento da produção de hádrons através do *pomeron* mole. Para a produção exclusiva do méson χ_{c0} em colisões hádron-hádron, tem-se:

$$d\sigma_{\chi_{c0}}(s) = C_{\chi_{c0}} \left(\frac{s}{M_{\chi_{c0}}^2} \right)^{2\epsilon} \delta \left[\frac{M_{\chi_{c0}}^2}{s} - \frac{M_{dif}^2}{s} \right] \prod_{i=1,2} \left\{ d^2 v_i \frac{d\xi_i}{1 - \xi_i} \xi_i^{2\alpha' v_i^2} \exp(-2\lambda_{\chi_{c0}} v_i^2) \right\} \quad (3.2)$$

onde, $C_{\chi_{c0}}$ é a constante de normalização, $M_{\chi_{c0}}$ é a massa do méson χ_{c0} , $\lambda_{\chi_{c0}}$ é a inclinação no *vertex* do *pomeron*, α' e ϵ são parâmetros associados ao *pomeron*. O parâmetro $C_{\chi_{c0}}$ contém a parte não perturbativa devida ao acoplamento G dos glúons aos prótons, levando a incerteza na seção de choque em uma produção exclusiva. As variáveis v_i e ξ_i representam, respectivamente, o momento transversal e a fração de momento perdida dos hádrons colissores. M_{dif} é a expressão da massa difrativa produzida na região central em termos das variáveis cinemáticas:

$$M_{dif}^2 = s \times \left(1 + \frac{(1 - \xi_1)(1 - \xi_2)}{2 \cos \theta_1 \cos \theta_2} (1 - \Omega) - \left(\frac{1 - \xi_1}{\cos \theta_1} + \frac{1 - \xi_2}{\cos \theta_2} \right) \right), \quad (3.3)$$

onde, $\Omega = -\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 (\cos \phi_1 \cos \phi_2 + \sin \phi_1 \sin \phi_2)$, $\theta_i (i = 1, 2)$ é o ângulo de espalhamento e $\phi_i (i = 1, 2)$ é o ângulo polar. É importante notar que M_{dif}^2 não depende somente das frações de momento perdidas pelos hádrons colissores ξ_1 e ξ_2 , mas também existe uma dependência angular em θ_1 , θ_2 , ϕ_1 e ϕ_2 . Pode-se ainda verificar a relação entre θ e o 4-momento transferido t :

$$\sin^2 \theta_{1,2} \sim \theta_{1,2}^2 = \frac{|t_{1,2}|}{(1 - \xi_{1,2}) \left(\frac{s}{4} \right)} \quad (3.4)$$

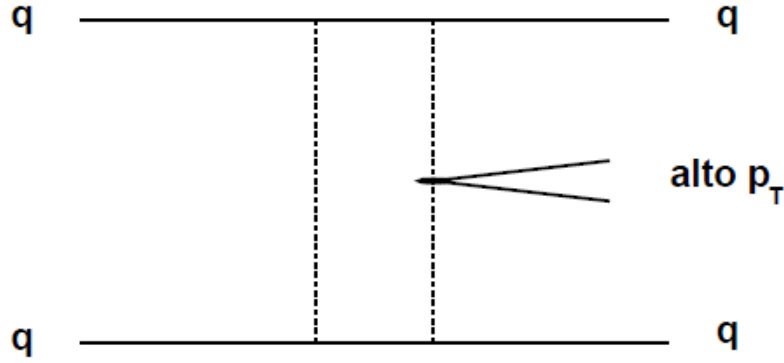


Figura 3.1: Diagrama para a produção de um objeto de alto p_T no processo de dupla troca de *pomeron* no modelo de *Bialas Landshof*.

Simulações pelo método monte Carlo foram geradas para o méson χ_{c0} no *tevatron* e no *LHC*. Os resultados destas simulações podem ser visto na tabela 3.1:

Tabela 3.1: Seção de choque no Tevatron e no LHC

$\sigma(nb)$	Tevatron $\sqrt{s} = 1,96$ TeV	LHC $\sqrt{s} = 14$ TeV
$\sigma_{\chi_{c0}}^{exc}$	$1,17 \times 10^3$	$0,804 \times 10^3$

3.2.2 Modelo KMR

Na tentativa de explicar o fenômeno da dupla troca de *pomeron*, Khoze, Martin e Ryskin [18] propuseram um modelo baseado em cálculos de QCD perturbativa, chamado modelo KMR [13]. Utiliza-se a fatoração entre o processo duro e a luminosidade efetiva expressa por:

$$\sigma^{exc} = \ell^{exc}(M^2, y) \hat{\sigma}(M^2) \quad (3.5)$$

onde M é a massa do sistema produzido, y é a rapidez do sistema, $\hat{\sigma}(M^2)$ é a seção de choque (processo duro) e $\ell^{exc}(M^2, y)$ é a luminosidade efetiva que representa os efeitos não perturbativos. Um fator $\hat{S}$ com dependência em M e y deve ser inserido devido a probabilidade de

sobrevivência da lacuna de rapidez:

$$M^2 \frac{d\ell^{exc}}{dy dM^2} = \hat{S} L^{exc} \quad (3.6)$$

com L^{exc} sendo expresso por:

$$L^{exc} = \frac{\pi}{(N_c^2 - 1)b} \int \frac{dp_T^2}{p_T^4} f_g(x_1, x'_1, p_T^2) f_g(x_2, x'_2, p_T^2) \quad (3.7)$$

onde N_c é o número de cores com valor igual a 3, e b é uma constante relacionada aos prótons com valor igual a 4, representando a parte não perturbativa do modelo, sua relação com a seção de choque é dada por:

$$\frac{d^2\sigma}{dt_{\bar{p}} dt_p} \propto e^{-b(|t_{\bar{p}}| + |t_p|)} \quad (3.8)$$

A quantidade $f_g(x, x', p_T^2)$ representa a densidade de glúons (não integrada), probabilidade de encontrar dois glúons no antipróton com uma fração de *momentum* x e o outro x' , com $x' \ll x$. Também é levada em conta nesta função a probabilidade de não emissão de um glúon representado por $T(p_T)$. Uma forma simplificada pode ser expressa como:

$$f_g(x, x', p_T^2) = R_g(x, x', p_T^2) \frac{\partial}{\partial \ln(p_T^2)} (\sqrt{T(p_T)} x g(x, p_T^2)) \quad (3.9)$$

onde $g(x, p_T^2)$ representa a função de glúons do próton e R_g é o fator que leva em conta a existência do segundo glúon.

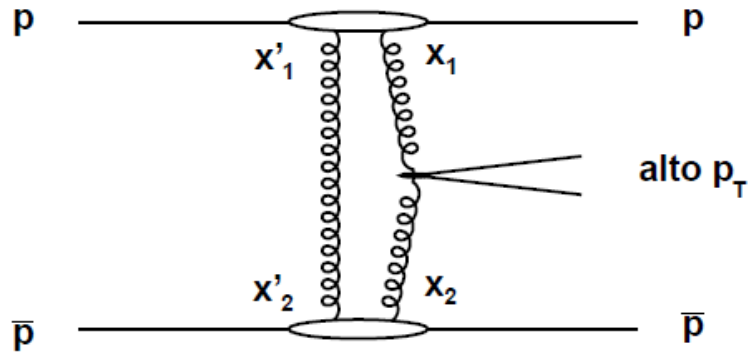


Figura 3.2: Diagrama para a produção de um objeto de alto p_T no processo de dupla troca de *pomeron* no modelo de *KMR*.

Capítulo 4

O experimento DØ

O experimento D0 [3] foi proposto em 1983 e consiste de uma colaboração de cientistas conduzindo estudos na tentativa de entender a natureza fundamental da matéria. O experimento está localizado no acelerador de altas energias, colisor *Tevatron* no *Fermi National Accelerator Laboratory*(*FermiLab*) em *Batavia*, IL, Estados Unidos. A pesquisa é focada no estudo das interações de prótons e antiprótons em altas energias.

4.1 O *Tevatron*

O *Tevatron* [2] é um colisor circular de partículas que armazena e acelera feixes de prótons e antiprótons a velocidades próximas a da luz (aproximadamente 99,99999954 por cento da velocidade da luz) em direções opostas através de um tubo a vácuo. Para isto, o colisor utiliza magnetos supercondutores e o fato de prótons e antiprótons terem cargas opostas. Para criar colisões o Fermilab usa uma série de aceleradores para produzir, armazenar e acelerar ambos os feixes: *Cockcroft-Walton*, *Linac*, *Booster*, *Debuncher*, *Accumulator*, *Main Injector*, *Recycler* e *Tevatron*. A partir de gás de hidrogênio é criado o feixe de prótons e uma fração destes prótons é usada para a produção de antiprótons. Uma vez acumulados, os feixes são enviados para o *Tevatron* onde ocorrem as colisões nos dois experimentos CDF [12] e D0.

O acelerador *Cockcroft-Walton* geralmente referido como pré-acelerador no *Fermilab*, acelera íons (H^-) a uma energia de 750 KeV e os injeta no *Linac*. O *Linac* (acelerador linear) aceita esses íons do *Cockcroft-Walton*, os acelera a uma energia de 400 MeV e os injeta no *Booster*. Em seguida, os íons passam por uma folha de carbono perdendo elétrons e sendo transformados em prótons. O *Booster* é um acelerador circular que usa magnetos convencionais. Neste momento, os prótons são acelerados a uma energia de 8 GeV devido ao campo elétrico nas cavidades de radio-frequência. O *Booster* envia prótons para o *Main Injector* que tem três

funções principais: acelerar prótons e antiprótons a uma energia de 150 GeV para injetá-los no *Tevatron*; distribuir prótons para a produção de antiprótons; e transferir antiprótons para o *Acumulator*. Para produzir antiprótons, prótons são colididos em um alvo de níquel e como resultado final é realizada a produção de antiprótons. São necessários cerca de 100 mil prótons para a produção de 1 ou 2 antiprótons.

Após ser acumulado, o feixe de antiprótons é enviado para o *Recycler* para resfriamento e maior acúmulo antes de ser injetado no *Tevatron*. Este opera com 36 pacotes de prótons e antiprótons a intervalos de 396 ns a uma energia de centro-de-massa de 1,96 TeV.

Alguns componentes são utilizados: Magnetos Superiores que tem a função de transferir partículas de uma parte a outra dentro do complexo de aceleradores; Magnetos Inferiores; Tubo do Feixe por onde passam as partículas; Magnetos Dipolares, quadripolares e de correção para manter o feixe na trajetória circular do *Tevatron*; fontes de tensão para amplificar a corrente nos magnetos.

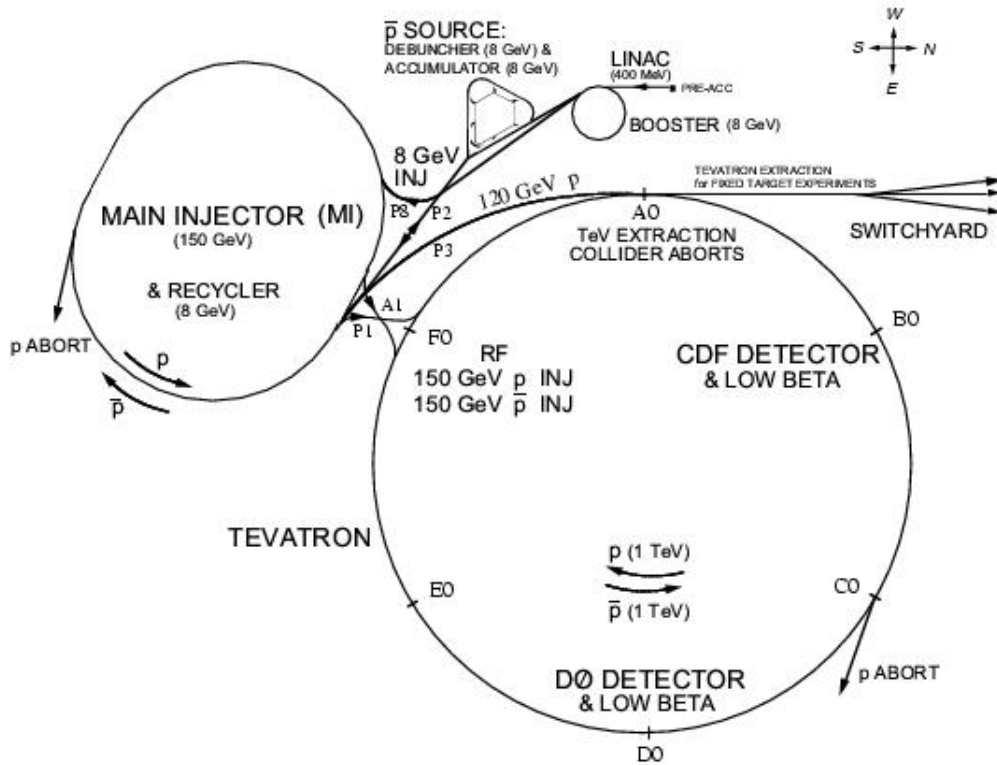


Figura 4.1: Conjunto de aceleradores

4.2 O detector D0

O experimento D0 [19] [20] coletou dados no período entre 1992 – 1996, o qual foi chamado de *Run I*, operando colisões de prótons e antiprótons a uma energia de centro de massa de 1,8 TeV. O foco do estudo eram estados de alta massa e fenômenos de alto p_t . Desde então, o detector recebeu uma série de atualizações para acompanhar as melhorias do colisor *Tevatron* e em Março de 2001 iniciou-se a chamada *Run II*, que passou a operar a uma energia de centro de massa de 1,96 TeV com colisões a uma frequência de 1,7 Mhz. O detector com seus respectivos melhoramentos consiste de três grandes sistemas: detector de traços centrais; calorímetro de argônio líquido e urânio; e espectrômetros de múons.

O novo sistema inclui detectores de micro tiras de silício (*Silicon Microstrip Tracker*) (SMT), fibras cintilantes que compõem o *Center Fiber Tracker* (CFT) e um magneto solenoidal melhorando o sistema de traços e medição do momento das partículas. Para melhorar a detecção de elétrons, detectores pré-chuveiros foram adicionados na parte frontal do calorímetro. Na parte frontal do sistema de múons, câmaras proporcionais (PDTs) foram substituídas por mini câmaras (MDTs) e cintiladores, e uma blindagem para radiação (*Shielding*) foi adicionada. Na região central, cintiladores foram adicionados para melhorar o *trigger* de múons. Também foi adicionado o detector de prótons frontais (FPD) para o estudo da física difrativa. O sistema de *trigger* (seleção de eventos em tempo real) também foi melhorado contendo três níveis para ter decisões lógicas compatíveis com o aumento na taxa de colisões. Além destes, existem ainda o Monitor de luminosidade (LM) para medidas de luminosidade e o detector intercriostato ICD. O tubo do feixe no interior do DØ é formado por berílio com uma espessura de 0,508 mm e um diâmetro externo de 38,1 mm, tendo 2,37 m de comprimento.

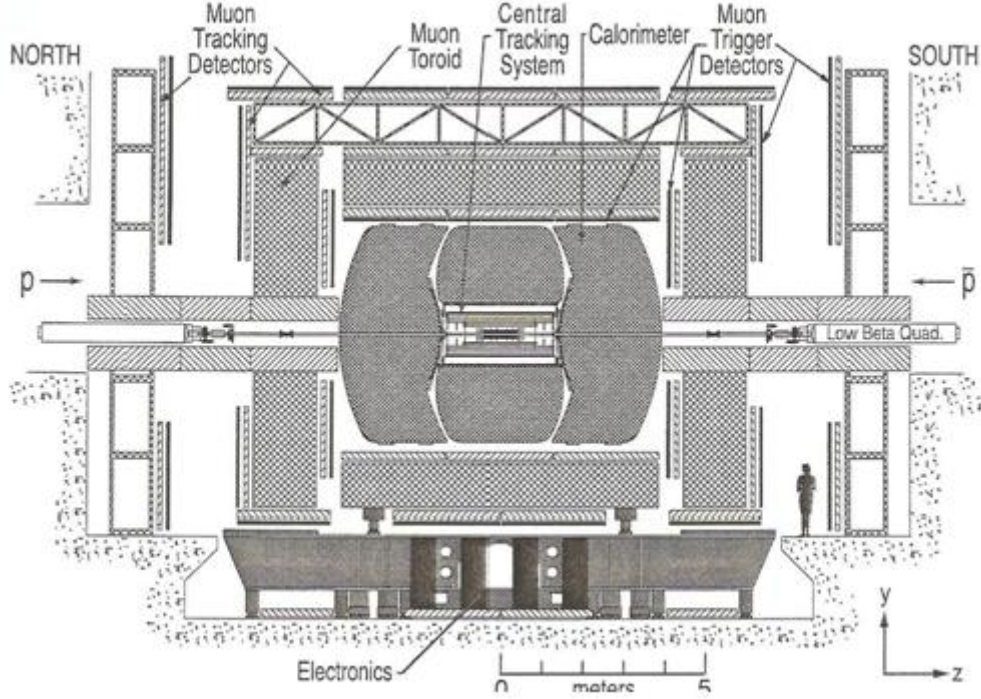


Figura 4.2: Experimento DØ

4.3 Sistema de coordenadas

Na descrição do detector e análise de dados os sistemas cartesiano (x, y, z) e esférico (r, θ, ϕ) podem ser usados. O sistema de coordenadas se baseia na regra da mão direita no qual o eixo z está ao longo da direção do feixe de prótons e o eixo y está na direção vertical apontado para cima como mostrado na figura 4.2. Os ângulos ϕ e θ são os ângulos azimutal e polar, respectivamente. Muitas vezes é feito o uso da rapidez que tem a vantagem de ser um invariante de *Lorentz* e da pseudorapidez como uma aproximação no limite $(\frac{mc^2}{E}) \rightarrow 0$ e ângulos finitos. Equações da rapidez e pseudorapidez:

$$y = \left(\frac{1}{2}\right) \ln \left[\frac{(E + p_z)}{(E - p_z)} \right] \quad (4.1)$$

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (4.2)$$

4.4 Sistema de detecção de traços centrais

O sistema central de traços consiste do (SMT) e (CFT) envolvidos pelo magneto solenoidal. O objetivo deste sistema de detectores é obter a trajetória de partículas carregadas bem como o momento através da curvatura descrita pela partícula devido ao campo magnético.

Os dois detectores de traços localizam o vértice de interação primário com uma resolução de cerca de 35 micrometros ao longo do tubo de feixe e fornecem informações de traços para o *trigger*.

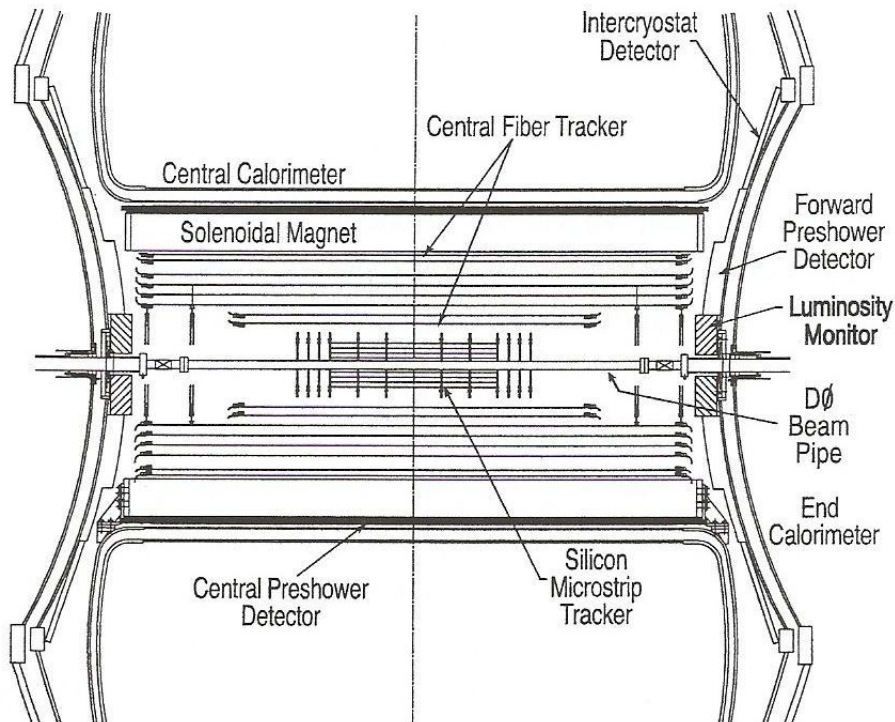


Figura 4.3: Sistema de traços centrais

4.4.1 (SMT)

O SMT é um detector que fornece tanto os traços de partículas carregadas como informações dos vértices de interação em quase todo intervalo de pseudorapidez η . O comprimento da região de interação é de aproximadamente 25 cm, fato que gerou um grande desafio na elaboração do detector uma vez em que os traços são em geral, perpendiculares a superfície do detector para todo η . Isto levou a uma construção baseada em módulos de barril intercalados com discos na parte central, e conjuntos de discos na região frontal figura 4.4.

Os detectores em forma de barril primeiramente, realizam medidas relacionadas as coordenadas $r - \phi$, e os detectores de disco as coordenadas $r - z$ e $r - \phi$. Como consequência, o

vértice para partículas de alto η são reconstruídos em três dimensões pelos discos e o vértice para partículas de baixo η são medidos pelo sistema do tipo barril e pelo CFT. O SMT possui seis barris na região central, e cada barril possui 4 camadas de silício. Estes módulos de silício instalados nos barris são chamados de *ladders*. Existe um total de 432 *ladders*, com as camadas 1 e 2 possuindo 12 *ladders*, e as camadas 3 e 4 possuindo 24 *ladders*. Cada barril vem seguido de um disco de 12 faces duplas de detectores do tipo *wedge*, este disco é chamado de *F-disk*. Desta forma, existem 3 conjuntos do tipo barril-disco para cada metade do eixo z ao longo do tubo do feixe. Na extremidade destes conjuntos existem outros 3 *F-disks* formando assim a parte central do SMT. Nas regiões de extremidade existem 2 discos de diâmetro maior, chamados *H-disks* provendo traços para alto η . Os *H-disks* também são formados por detectores do tipo *wedge*.

Em resumo existem ao todo 144 *F-wedges*, 96 *H-wedges* e 432 *ladders* no SMT. Os centros dos barris se localizam em 6,2, 19,0 e 31,8 cm ao longo do eixo z . Os centros dos discos do tipo *F-disks* se localizam em 12,5, 25,3, 38,2, 43,1, 48,1 e 53,1 cm em z . E os centros dos discos do tipo *H-disks* se localizam em 100,4 e 121,0 cm em z . O detector utiliza módulos de silício para detecção das partículas e um sensor HDI (*High Density Interconnect*) para fazer a leitura do sinal deixado pela partícula.

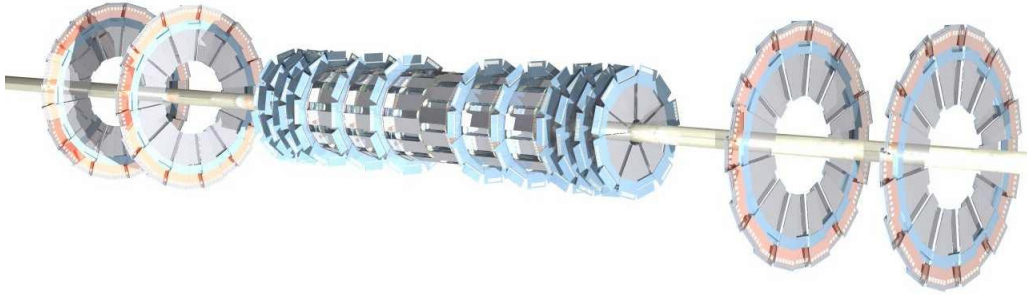


Figura 4.4: *Silicon Microstrip Tracker*

4.4.2 (CFT)

O CFT consiste de fibras cintiladoras distribuídas em 8 suportes cilíndricos concêntricos que ocupam um raio que varia entre 20 e 52 cm a partir do centro do tubo do feixe. A organização das extremidades deste detector depende da estrutura do SMT, desta forma, os 2 cilindros mais internos possuem 1,66 m de comprimento e os 6 mais externos 2,52 m, acomodando os discos do tipo *H-disks* do SMT. O cilindro mais externo fornece uma cobertura de $\eta \leq 1,7$.

Cada cilindro suporta duas camadas de fibras, uma orientada ao longo da direção do feixe, eixo z , e a segunda orientada em um ângulo em ϕ , a $+3$ graus (u) ou -3 graus (v). As fibras orientadas ao longo do eixo z são referidas como axiais, e fibras orientadas em ângulos pequenos são referidas como stereo. Do menor cilindro e mais interno para o maior a configuração de fibras é zu-zv-zu-zv-zu-zv-zu-zv. As fibras possuem um diâmetro de $835\ \mu m$ e estão conectadas a guias de luz (fibras não cintilantes) que possuem o mesmo diâmetro das fibras cintilantes e carregam a luz para contadores de fótons de luz visível, VLPCs (*Visible Light photons Counters*). Os guias de luz possuem comprimentos que variam entre 7,8-11,9 m. O CFT usa cerca de 200 km de fibras cintiladoras e 800 km de guias de luz. A luz destas fibras é convertida em pulso elétrico pelos VLPCs que é amplificado posteriormente. Essas pequenas fibras fornecem uma resolução espacial de $100\ \mu m$ uma vez que a localização das fibras é conhecida em uma faixa de $50\ \mu m$.

Uma das funções principais do CFT é marcar juntamente com o SMT a trajetória das partículas e curvatura que elas descrevem nesta região devido ao campo magnético.

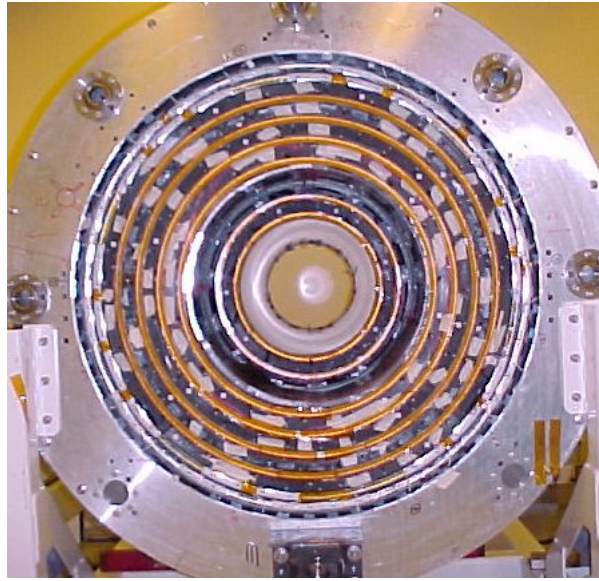


Figura 4.5: *Central Fiber Tracker*

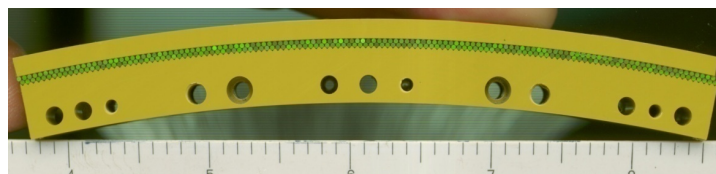


Figura 4.6: Seção do suporte cilíndrico para as fibras cintiladoras.

4.4.3 Magneto solenoidal

O magneto solenoidal supercondutor foi projetado para obter a melhor resolução no momento das partículas carregadas ($\frac{\delta p_t}{p_t}$), p_t sendo o momento transverso e para isto, utilizam-se as trajetórias das partículas, mais precisamente o raio de curvatura destas partículas devido ao campo magnético e o próprio conhecimento do campo, bem como sua intensidade e seu comportamento. A equação abaixo mostra esta relação:

$$(4.3) \quad p_t(GeV) = 0,3 \times r[m] \times B[T],$$

onde r é o raio de curvatura descrito pela partícula sobre a influência do campo magnético e B é o campo magnético em Tesla.

O tamanho e forma do magneto foram determinados pelos espaços disponíveis analisando a geometria do detector como um todo. Sendo assim, o solenoide possui 2,73 m de comprimento e 1,42 m de diâmetro e está localizado entre o CFT e o calorímetro. Na escolha do campo magnético de 2T foram considerados a resolução em p_t , o reconhecimento de traços, o espaço disponível, os suportes cilíndricos do CFT e a espessura do criostato. O magneto apresenta algumas vantagens tais como: operar as polaridades com segurança e estabilidade; ter um campo uniforme distribuído em todo o volume; ser o mais fino possível para aumentar o volume de traços; possuir um comprimento de radiação aproximadamente 1 que permita otimizar a performance do detector pré-chuveiro (CPS descrito na próxima seção) detector montado na parte externa do solenoide; e desligar com segurança.

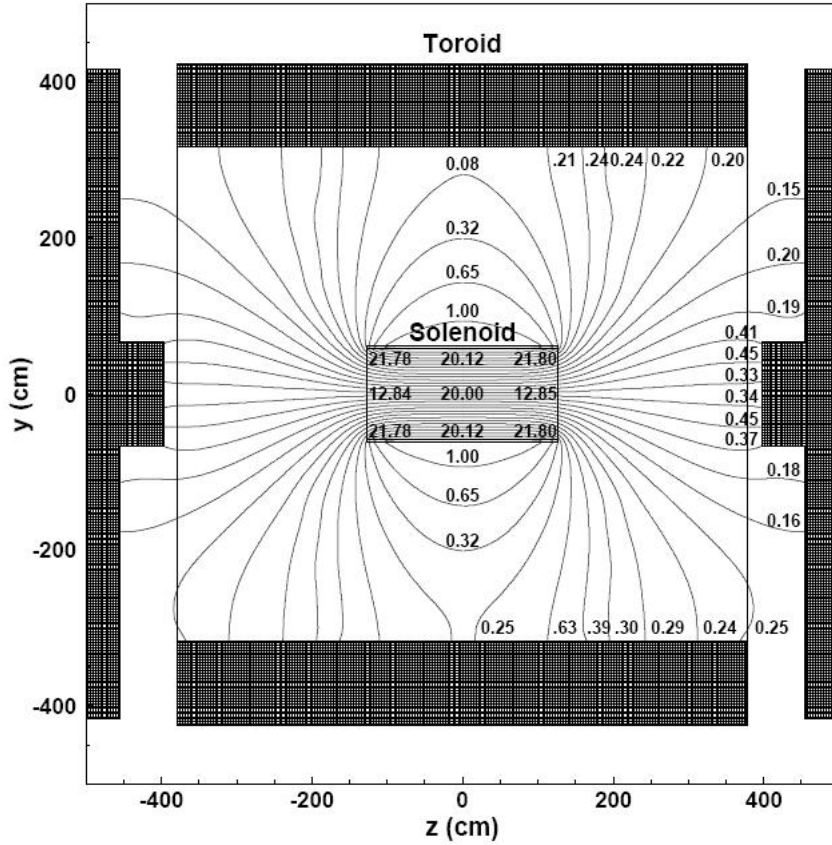


Figura 4.7: Fluxo das linhas de campo magnético do solenoide.

4.5 Detector pré-chuveiro

O detector pré-chuveiro ajuda na identificação de elétrons e fótons, na rejeição de fundo durante a reconstrução *offline* e a utilização do *trigger*. Ele pode ainda funcionar como calorímetro, bem como detector de traços, melhorando o reconhecimento da trajetória de partículas carregadas entre o sistema central de traços e o calorímetro.

O detector pode ser usado *offline* para corrigir a medida de energia na parte frontal e central do calorímetro, perdas de energia provocadas, por exemplo, no solenoide e materiais tais como cabos e suportes. Ele apresenta uma rápida medição da posição e da energia, e como consequência, estas informações são incluídas no nível 1 do *trigger*.

O pré-chuveiro central (CPS) cobre uma região com $|\eta| \leq 1,3$ e está localizado entre o solenoide e o calorímetro central com o raio interno $r_i = 28,25$ polegadas e o raio externo $r_e = 29,21$ polegadas. Os dois pré-cuveiros frontais (FPS), cobrem uma região entre $1,5 < |\eta| < 2,5$ e estão fixos nas faces da parte frontal do calorímetro. A Figura 4.3 mostra a posição

do detector pré-chuveiro.

4.6 Calorímetro

O calorímetro foi projetado para obter medidas de energia, identificação de elétrons, fótons, jatos e múons, bem como medidas da energia transversa.

A parte central do calorímetro cobre uma região de $|\eta| < 1$ e as duas partes frontais (norte) e (sul) estendem esta cobertura para $|\eta| \approx 4$. Cada calorímetro contém uma seção designada como eletromagnética perto da região de interação seguido de duas seções associadas aos hádrons, fina e grossa. As seções recebem estes nomes devido as características deixadas pelas partículas. Na região próxima ao ponto de interação existe uma maior predominância de partículas tais como elétrons e fótons, com isto esta é a seção eletromagnética. Na região fina e grossa existe uma maior predominância de hádrons, em consequência, o nome da seção é hadrônica.

O material utilizado como um meio ativo para interagir com a matéria é o argônio líquido e cada um dos três calorímetros possui um criostato que mantém a temperatura do detector em aproximadamente $90K$. Diferentes placas de absorção são utilizadas nas diferentes seções do detector. Na seção designada como eletromagnética são usadas placas de urânio de 3mm de espessura na parte central e de 4mm na parte frontal. Na seção designada como hadrônica, na parte chamada fina, são usadas placas de urânio-nióbio de 6mm de espessura, e na parte chamada grossa, são usadas placas (46,5 mm) de cobre na parte central e de aço inoxidável na parte frontal. As placas seja de urânio, cobre ou aço tem como função gerar chuveiros (eletromagnético e hadrônico) e o meio ativo argônio líquido absorve a energia de ionização gerada por estes chuveiros. A figura 4.9 apresenta uma típica célula do calorímetro, mostrando as placas absorvedoras e coletoras de sinal.

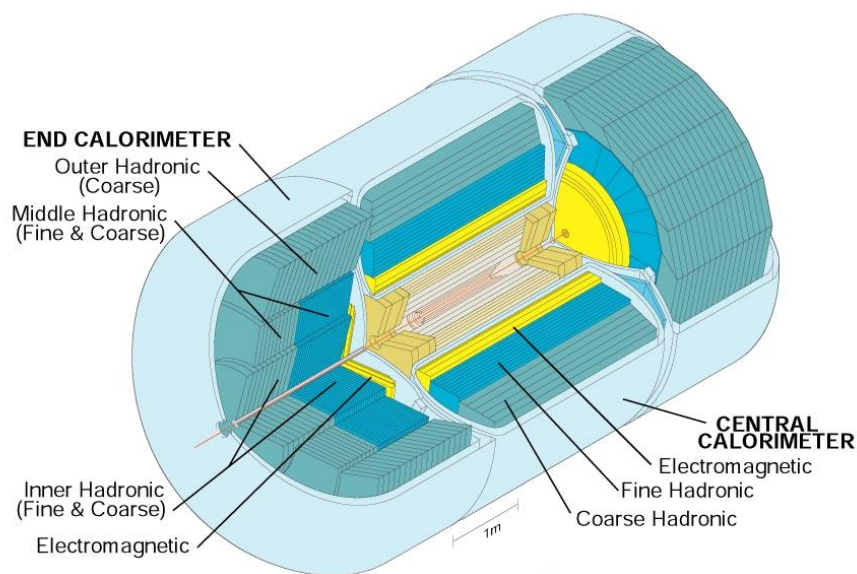


Figura 4.8: Calorímetro

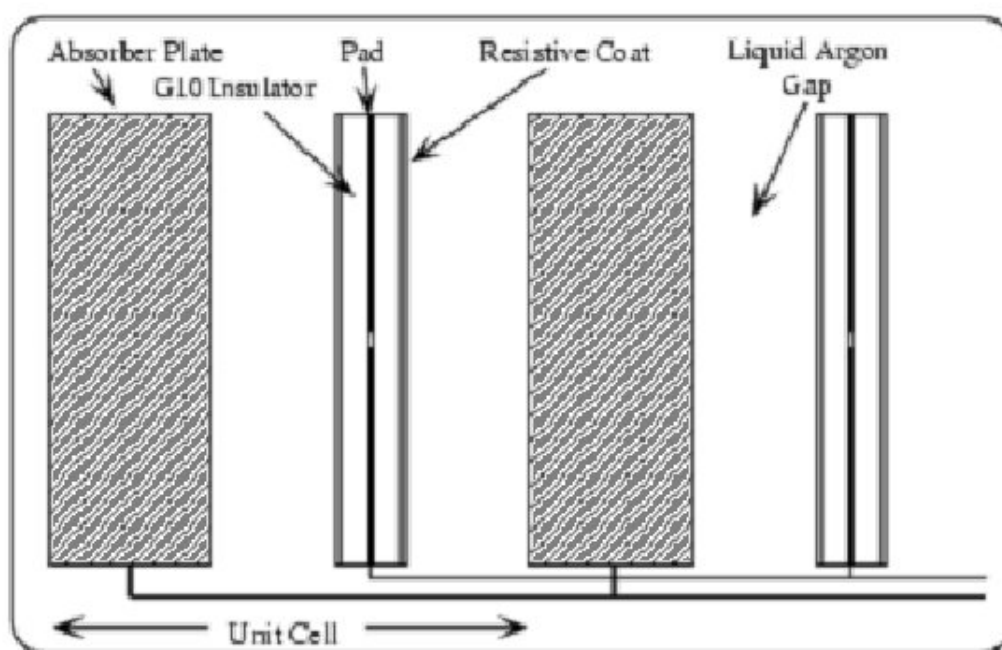


Figura 4.9: Célula do calorímetro

ICD

O calorímetro está contido em criostatos provendo uma cobertura incompleta na pseudo-rapidez, uma região de $0,8 < |\eta| < 1,4$ e além disto, nesta região há uma ineficiência e degradação na resolução de energia devido à grande quantidade de materiais que oferecem

obstáculos às partículas. Para resolver o problema, cintiladores foram adicionados entre os criostatos provendo uma região de $1,1 < |\eta| < 1,4$.

4.7 Espectrômetros de múons

O sistema de múons está localizado na parte mais externa do D0 e sua posição e geometria se devem ao fato de que os múons, partículas muito pesadas são, em geral, as únicas partículas que atravessam a parte interna do D0 com perda mínima de energia e deixam traços no sistema de múons. Para a identificação, *trigger* e traços de múons o detector utiliza as câmaras proporcionais (PDTs) e câmaras cintiladoras na parte central e mini câmaras (MDTs) e câmaras cintiladoras de *trigger* na parte frontal, bem como um magneto toroidal. O sistema de múons cobre $|\eta| \leq 1,0$ na parte central e $|\eta| \simeq 2,0$ de extensão para a parte frontal.

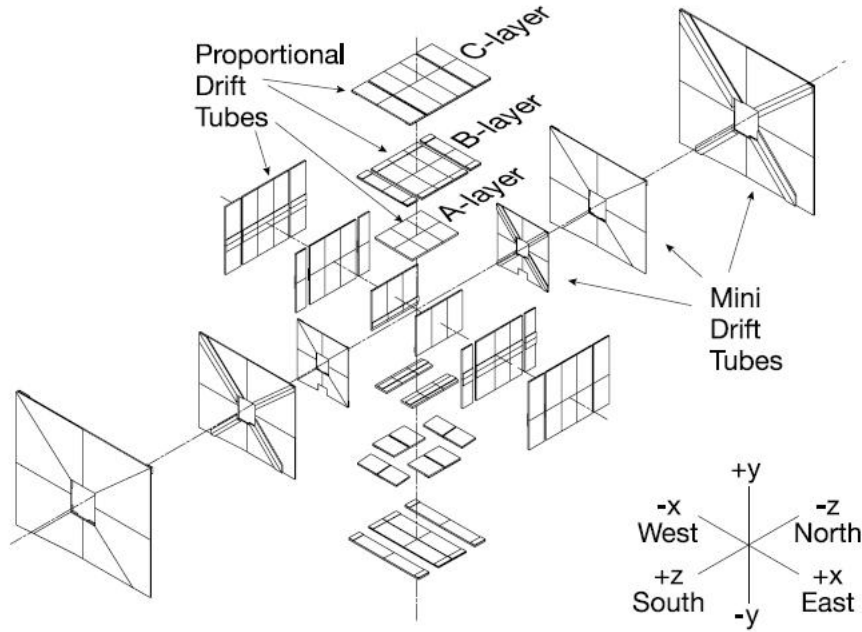


Figura 4.10: Câmaras a fio

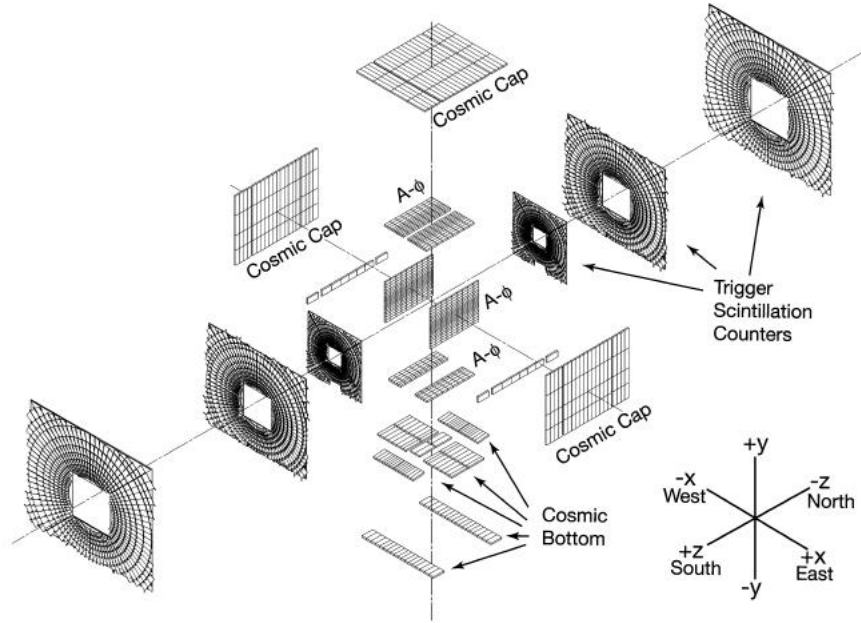


Figura 4.11: Câmaras cintiladoras

4.7.1 Parte central do sistema de múons

A parte central consiste de um magneto toroidal, câmaras proporcionais (*Proportional Drift Chambers - PDT*), cintiladores para trigger e veto de raios cósmicos no topo, e contadores cintiladores (*bottom* e $A\phi$).

- Magneto toroidal

O Toroide está localizado entre as camadas A e B das PDT's e através do campo magnético gerado é possível i) fazer cortes em baixo p_t no nível 1 do *trigger* de múons, ii) combinar traços entre os detectores de traços centrais e o sistema de múons, iii) rejeitar decaimentos de π e K e iv) melhorar a resolução de alto momento para múons.

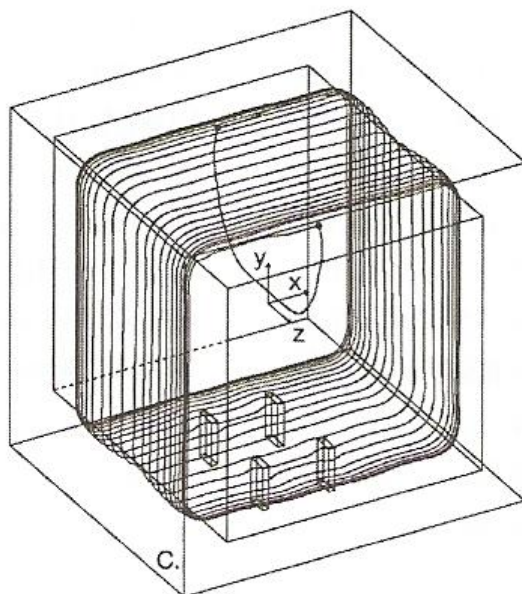


Figura 4.12: Fluxo das linhas de campo magnético do toroide.

- Câmaras Proporcionais (PDT's)

Existem 3 camadas de câmaras proporcionais (do tipo PDT's) na parte central, camadas A, B e C como mostrado na figura 4.10. Estas camadas estão localizadas na parte interna (camada A) e externa (camadas B e C) ao magneto toroidal e cobrem $|\eta| \leq 1$. Estas câmaras proporcionais possuem dimensões típicas de $2,8 \times 5,6 m^2$ e são feitas de tubos de alumínio. As PDT's exteriores ao toroide possuem 3 conjuntos de células de arrasto; a camada A possui 4 conjuntos com exceção a camada A inferior que possui 3. As células possuem 10,1 cm de um lado a outro e em geral, as câmaras possuem 72 ou 96 células. No centro de cada célula existem fios que são utilizados para obter informações de posição.

- Cintiladores para trigger e veto de raios cósmicos e contadores cintiladores (*bottom* e $A\phi$)

O cintilador para trigger e veto de raios cósmicos e o contador cintilador (*Bottom*) estão instalados no topo, nas laterais e na parte inferior a camada externa das PDTs no sistema central de múons (como mostrado nas figuras 4.11 e 4.2). Eles fornecem um rápido sinal temporal associando múons nas PDT's com o feixe que atravessa, bem como fazendo uma discriminação entre o fundo originado de raios cósmicos.

O contador cintilador $A\phi$ cobre a camada A das PDT's que estão localizadas entre o calorímetro e o toroide e fornece um detector rápido para *trigger* e identificação de múons.

4.7.2 Parte frontal do sistema de múons

A parte frontal consiste de 3 camadas de MDT's, 3 camadas de contadores cintiladores para *trigger* em eventos com múons e a blindagem para radiação.

- Câmaras de arrasto MDT's

Existem 3 camadas, A (perto da região de interação interna ao toroide), B e C externas ao toroide. Cada camada é dividida em 8 octetos como mostrado nas figuras 2.10 e 2.2. As camadas B e C consistem de 3 planos de tubos e a camada A 4 planos de tubos montados ao longo da direção das linhas de campo magnético. Um tubo de MDT é composto de 8 células, cada uma com $9,4 \times 9,4 \text{ mm}^2$ e um fio no centro. O sistema completo possui 48.640 fios.

- Contadores cintiladores para *trigger*

Os contadores cintiladores para *trigger* de múon estão montados na parte interna (camada A), e externa (camadas B e C) ao toroide. Cada camada é dividida em octetos e cada octeto contém 96 contadores.

- Blindagem para a radiação

A blindagem consiste de camadas de ferro, polietileno e chumbo em uma estrutura de aço envolvendo o tubo do feixe e os magnetos quadripolares. O seu uso foi necessário devido às fontes de fundo (não múons), tais como: i) fragmentos do espalhamento de prótons e antiprótons que interagem com a parte final do calorímetro ou com o tubo do feixe produzindo fundo na parte central e na camada A frontal, ii) fragmentos de prótons e antiprótons que interagem com os magnetos quadripolares produzindo sinal nas camadas B e C do sistema frontal de múons, interações com o halo do feixe do *Tevatron* no tunel. A blindagem se estende do criostato da parte final do calorímetro através do toroide até as paredes da sala de colisão.

4.8 Detector de prótons frontais (FPD)

O detector de prótons frontais mede o *momentum* de prótons e antiprótons espalhados a baixos ângulos. Este é um detector necessário para o acesso completo da cinemática de uma partícula espalhada. O detector consiste de uma série de espectrômetros de *momentum* que fazem o uso de magnetos do acelerador em conjunto com detectores de posição ao longo da direção do feixe.

Os detectores de posição operam a poucos milímetros do feixe e são removidos do tubo do feixe durante a injeção de prótons ou antiprótons no acelerador. Uma estrutura de aço inoxidável forma os chamados *Roman pots*, compartimentos, que alojam detectores de posição. Os *Roman pots* são alojados em câmaras de aço inoxidável chamadas castelos (*castles*). O FPD consiste de 18 *Roman pots* arranjados em 6 castelos. Os castelos estão localizados a diversas distâncias do ponto de interação do D0 em posições que não interferem com o acelerador. Existe um total de nove espectrômetros, os dois castelos dipolares formam um espectrômetro, e em cada lado da região de interação pares de detectores *pots* formam os outros oito espectrômetros conforme a figura 4.13.

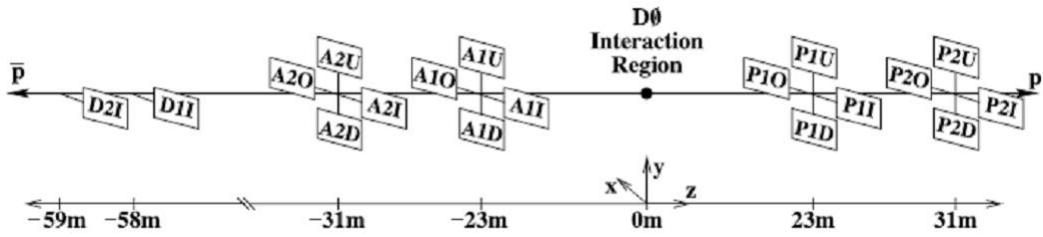


Figura 4.13: Posição do FPD.

Na construção dos detectores de posição, cada detector é feito de fibras cintiladoras, sendo compostos por 6 planos com orientações diferentes (u , x e v). Os planos u e v estão orientados em ± 45 graus em relação ao fundo do detector, vide figura 4.14.

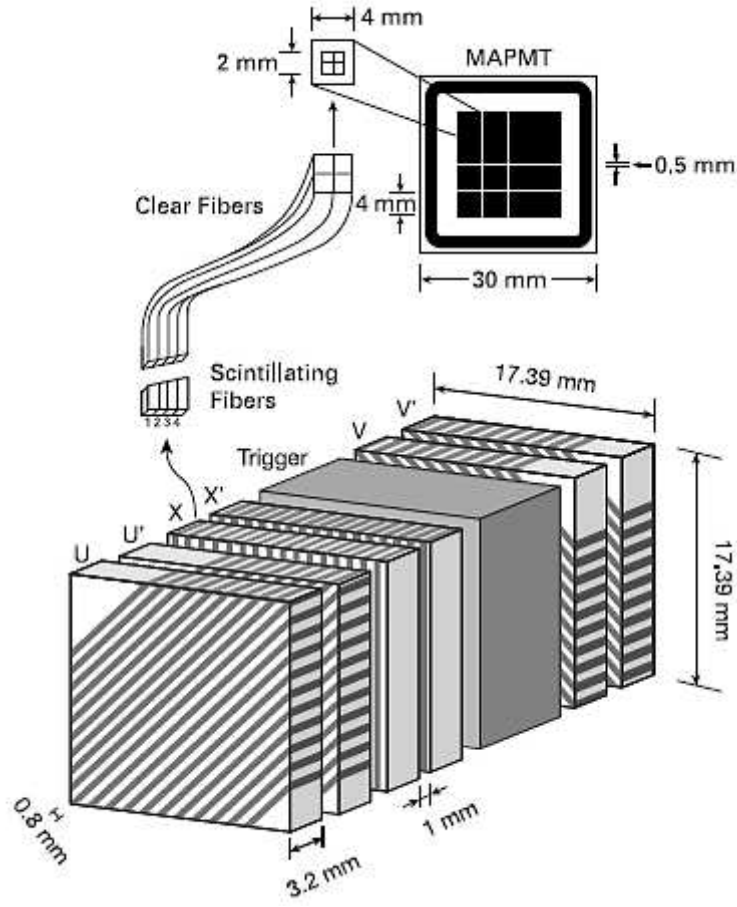


Figura 4.14: Detector de fibras usado no FPD.

4.9 Monitor de luminosidade (LM)

Este detector tem como objetivo determinar a luminosidade do *Tevatron* na região de interação do D0 (para isto, utiliza a detecção de colisões inelásticas entre prótons e antiprótons). O detector também realiza medições das taxas do halo do feixe, bem como rápidas medidas da coordenada z no vértice de interação.

A luminosidade é determinada a partir da média de colisões inelásticas por cruzamento do feixe $\bar{N}_{LM}$, e da seção de choque efetiva σ_{LM} que leva em conta a aceitação A , a eficiência ϵ

do monitor de luminosidade, e a frequência do cruzamento do feixe (f):

$$L = \frac{f \times \bar{N}_{LM}}{\sigma_{LM}} \quad (4.4)$$

$$\sigma_{LM} = \sigma \times \epsilon \times A \quad (4.5)$$

O detector consiste de duas variedades de 24 plásticos cintiladores a ± 140 cm da região central. O detector está localizado em frente ao calorímetro frontal e ocupa a região radial entre o tubo do feixe e o detector pré-chuveiro frontal. Os cintiladores possuem 15 cm de comprimento e cobrem uma região de $2,7 < |\eta| < 4,4$.

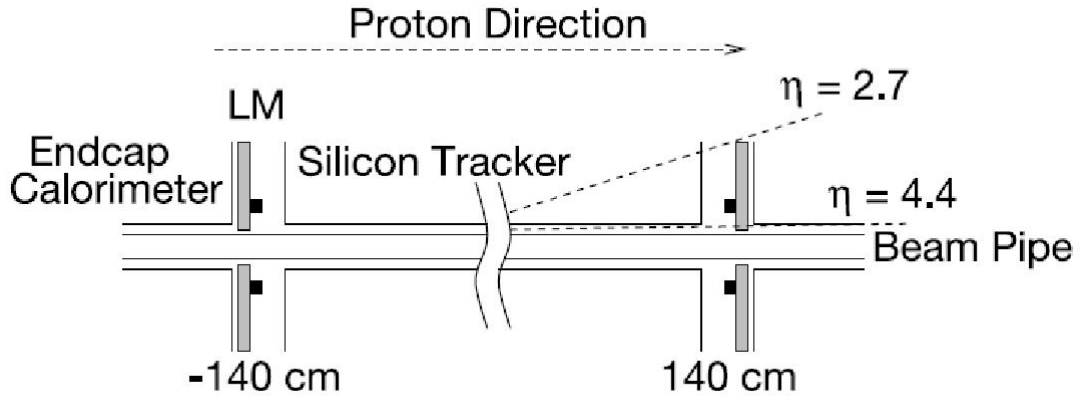


Figura 4.15: Posição do LM .

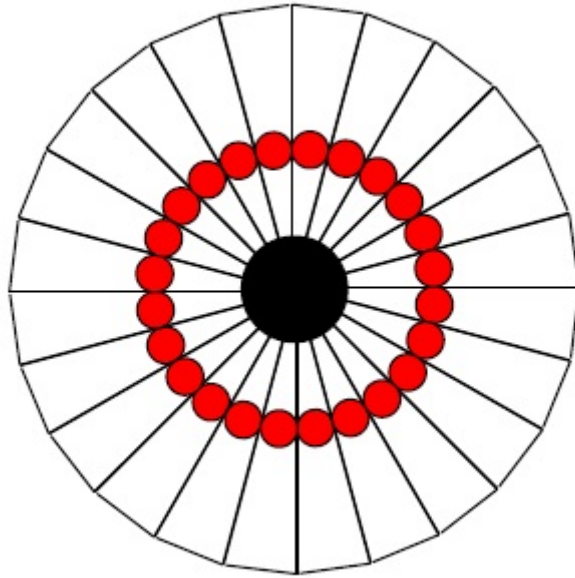


Figura 4.16: Esquema mostrando a geometria dos contadores do LM e a localização dos PMT's.

4.10 *Trigger*

Com o aumento da luminosidade e uma maior taxa de interações, devido aos melhoramentos no *Tevatron*, era necessário desenvolver o sistema de *trigger* a fim selecionar eventos físicos interessantes a serem gravados em fita. O sistema de *trigger* faz parte da aquisição de dados fazendo a seleção lógica de eventos e está dividido em três níveis. Cada nível examina quantidades menores de eventos, mas em maior detalhe e com mais complexidade. O nível 1, implementado em *hardware* especializado, examina todos os eventos e prove uma taxa de aceitação de 2 kHz. O nível 2, contém um pré-processamento de detectores específicos e um estágio global para examinar correlações em assinaturas físicas nos subsistemas do detector, o objetivo é construir a decisão de *trigger* baseado em objetos individuais, bem como objetos correlacionados, provendo uma taxa de aceitação de 1 kHz. No nível 3, os candidatos que passaram nos níveis 1 e 2 são enviados para microprocessadores, onde algoritmos sofisticados reduzem a razão para cerca de 50 Hz e esses eventos são gravados para a reconstrução *offline*.

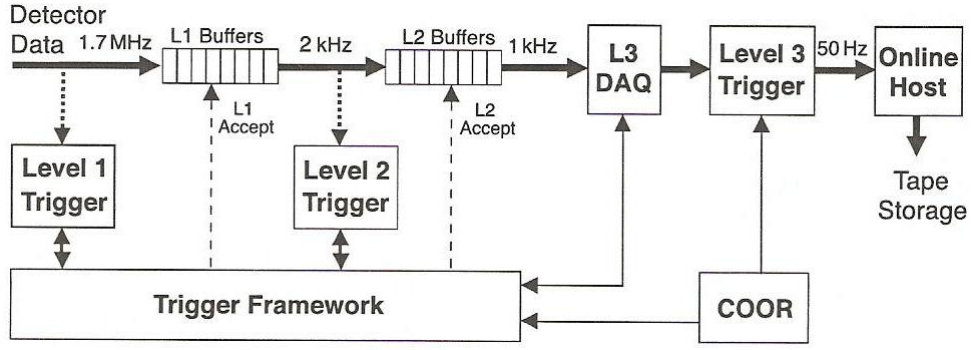


Figura 4.17: Sistema de *trigger*

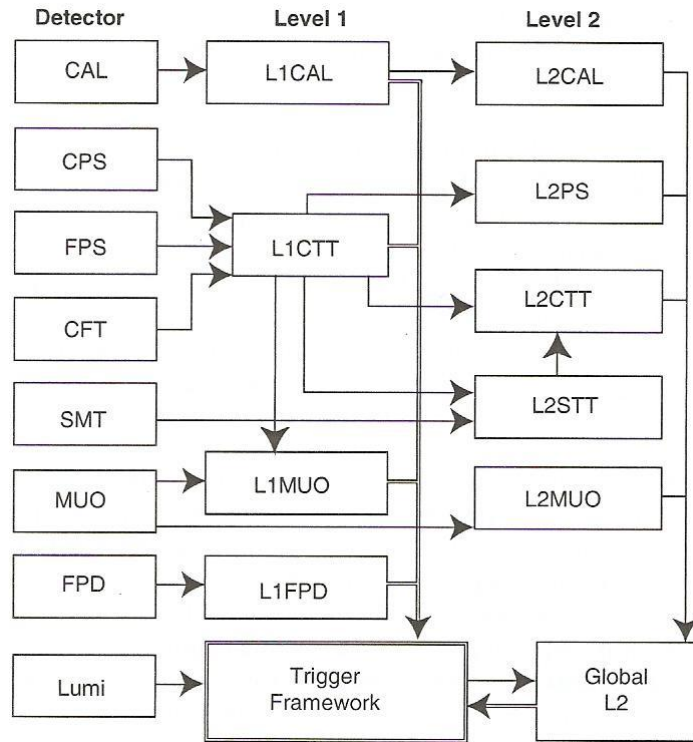


Figura 4.18: Esquema mostrando o uso do *trigger*.

4.10.1 Trigger de Múons

O *trigger* para o sistema de múons também está dividido em três níveis. O nível 1, utiliza traços encontrados pelo nível 1 do CFT, sinais dos cintiladores e das câmaras nos detectores de múons e envia essa informação para o *Trigger Framework* figura 4.18. O nível 2, utiliza informações de calibração e mais precisão na informação de tempo para melhorar a qualidade dos candidatos a múons. Estes contêm informações de coordenadas e *momentum* dos traços (p_T , η , ϕ). No nível 3, câmaras e cintiladores são utilizados na reconstrução de segmentos de traços interiores e exteriores ao toroide.

O *Trigger framework* reúne informações digitais de cada nível específico dos dispositivos de *trigger* e decide se um particular evento pode ser aceito para uma futura examinação, coordenando vários vetos.

4.11 Aquisição de dados (DAQ)

Para a aquisição de dados e o bom funcionamento dos detectores, o experimento D0 utiliza grupos de cientistas que trabalham em turnos (*shifts*), fazendo o monitoramento dos detectores, resolvendo possíveis problemas e desenvolvendo estudos para melhorar a qualidade e processamento dos dados.

Durante os turnos quatro plantonistas (*shifters*) devem executar funções específicas: i) o capitão que é o responsável pelas decisões que afetam diretamente a aquisição de dados; ii) dois *shifters* de detectores, o *calmuo shifter*, responsável pelos detectores calorímetro e o sistema de múons, e o *track shifter*, responsável pelos detectores localizados no sistema de traços centrais SMT e CFT; iii) e o *DAQ shifter*, responsável pelo funcionamento geral do sistema de aquisição.

4.11.1 *DAQ shifter*

O *DAQ shifter* [21] tem a função de monitorar [22] o funcionamento geral do experimento, permitindo a aquisição de dados com eficiência e rapidez nas transições necessárias, resolvendo problemas ou os encaminhando para o *shifter* responsável, mantendo a aquisição de dados em um fluxo regular.

Existem 3 turnos: durante a madrugada (*owl shift*) 00:00-08:00, durante o dia (*day shift*) 08:00-16:00 e durante a noite (*eve shift*) 16:00-00:00. Estes turnos são realizados durante uma semana onde são permutados os *shifters*. O *DAQ shifter* completa um mínimo de 6 semanas permutando plantões nos 3 turnos.

Dentre as funções realizadas pelo *DAQ shifter*, algumas são fundamentais para a aquisição de dados: i) início de tomada de dados (*begin of store*); ii) fim da tomada de dados (*end of store*); iii) transições de configuração durante a tomada de dados (*run transition*); iv) monitoramento de alarmes que apresentam informações de possíveis problemas nos detectores, ou em algum *software* relacionado com o fluxo de dados; v) monitoramento de informações gerais sobre o complexo de aceleradores, tais como luminosidade, acúmulo, injeção e aceleração de prótons e antiprótons em todos os estágios antes de começar a tomada de dados figura 4.19.

Para desempenhar suas funções o *DAQ shifter* passa por treinamentos sobre o monitoramento geral, comandos utilizados durante as diversas situações durante ou fora da tomada de dados e sobre procedimentos de segurança no laboratório: *D0 Hazard Awareness*, *LOTO Level 1*, *Radiological Worker e Controlled Access*.

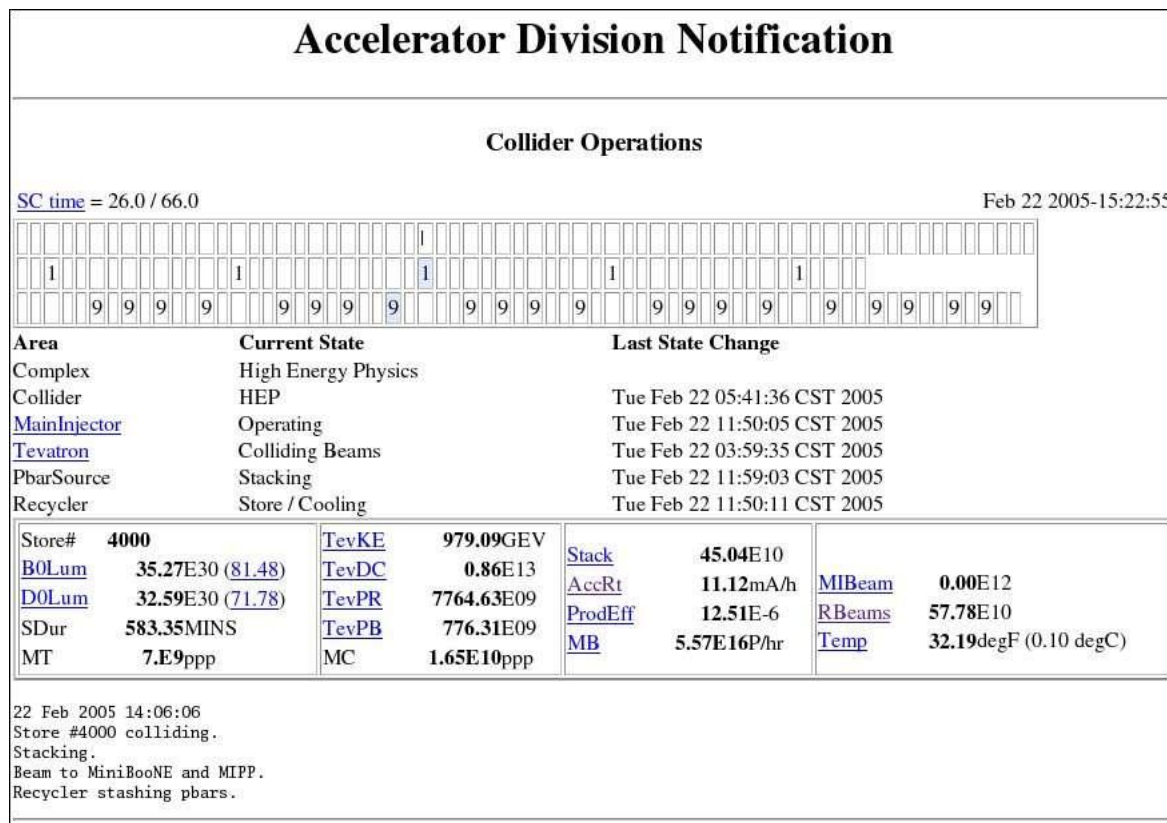


Figura 4.19: Monitor com informações gerais sobre o complexo de aceleradores.

Durante a visita ao *Fermilab*, foram realizados turnos de monitoramento e durante este período o experimento $D\phi$ obteve um recorde na eficiência de 97,2%, no dia 13 de Dezembro com a maior eficiência de 2009. Como resultado deste fato foi emitido um certificado que pode ser visto no apêndice A.

Capítulo 5

Análise de dados e discussão dos resultados

Nesta dissertação, já foram apresentadas as partículas envolvidas no processo em estudo, a produção exclusiva do méson χ_{c0} na física de partículas de altas energias, sobretudo, a física difrativa hadrônica. Agora serão apresentados os dados utilizados, os cortes aplicados, e a reconstrução.

5.1 Seleção de múons

Como já foi apresentado no capítulo 3, o méson χ_{c0} decai em $J/\psi + \gamma$, e o J/ψ decai em múons, um par múon-antimúon. Logo, se faz necessário a busca por pares de múons-antimúons que estejam na massa invariante do J/ψ , $m_{J/\psi} = 3096,916 \pm 0,011 MeV$. A conservação de energia garante que $E_{J/\psi} = E_{\mu} + E_{\bar{\mu}}$, e a conservação de momento garante que $p_{J/\psi} = p_{\mu} + p_{\bar{\mu}}$, para $p_{J/\psi} = 0$ (no referencial do J/ψ), conclui-se que $p_{\mu} = -p_{\bar{\mu}}$. Pode-se utilizar a conservação de energia relativística [5]:

$$E = c\sqrt{m^2c^2 + p^2}, \quad (5.1)$$

para o J/ψ a energia é igual a $E_{J/\psi} = m_{J/\psi}c^2$. Para os múons, a energia é igual $E_{\mu,\bar{\mu}} = c\sqrt{m_{\mu,\bar{\mu}}^2c^2 + p_{\mu,\bar{\mu}}^2}$. Através da conservação da energia é possível obter a relação do par múon-antimúon na massa invariante do méson J/ψ :

$$m_{J/\psi}c^2 = c\sqrt{m_{\mu}^2c^2 + p_{\mu}^2} + c\sqrt{m_{\bar{\mu}}^2c^2 + p_{\bar{\mu}}^2}$$

(5.2)

Na figura 5.1 está apresentada a distribuição de massa invariante para os pares $\mu(-)$ e $\mu(+)$ candidatos de decaimentos do J/ψ . Para esta distribuição foram utilizados cortes pré-definidos pelos pacotes de softwares do *bana*, utilizado pelo grupo de estudo chamado *b-physics* [23]. É interessante buscar o ajuste (*fit*) [24] para esta distribuição e determinar a região de sinal e a região de fundo figura 5.2.

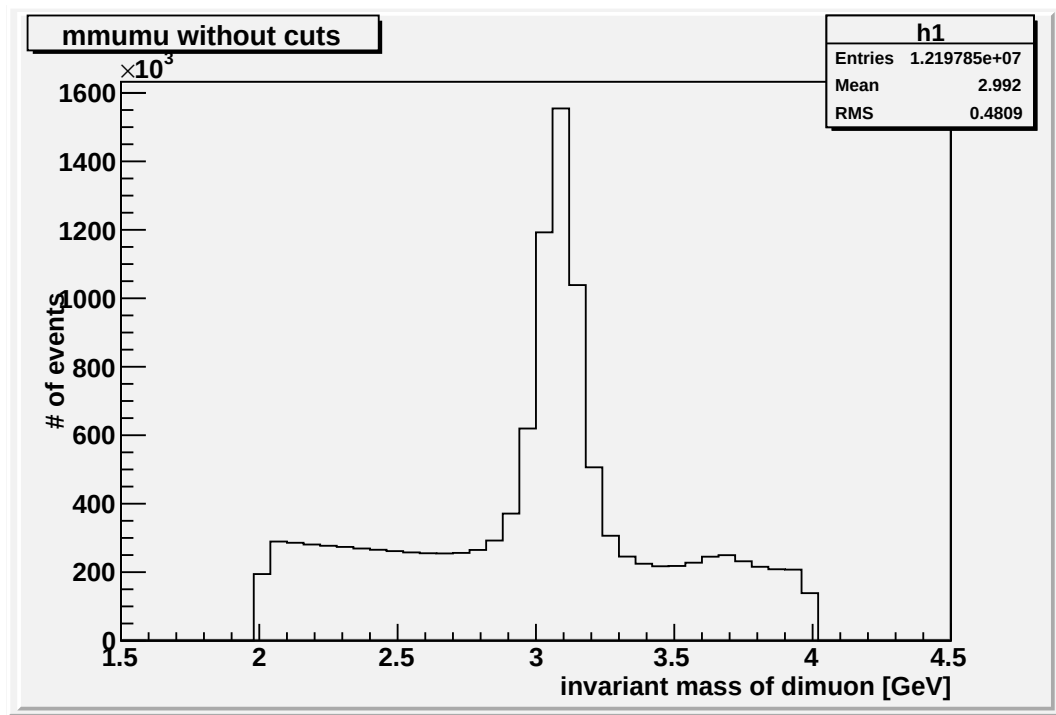


Figura 5.1: Massa invariante do di-múon

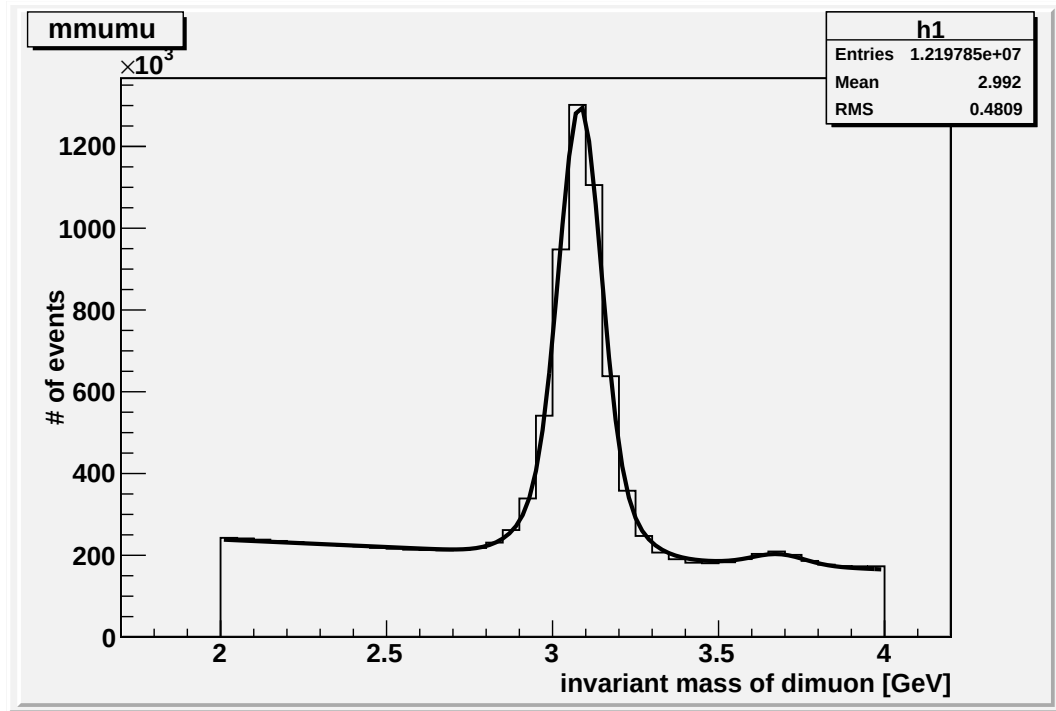


Figura 5.2: Ajuste da massa invariante do di-múon

Para fazer o ajuste foram utilizadas 3 gaussianas [25] e um polinômio de grau 1. Duas gaussianas foram centradas em torno da massa do J/ψ e a terceira gaussianas foi centrada em torno da massa do $\psi(2S)$. A gaussianas é representada por:

$$(5.3) \quad f(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

onde μ representa o valor médio e σ é o desvio padrão.

Tabela 5.1: Ajuste (fit) na massa invariante do di-múon

Gaussiana	Amplitude	Valor Médio	Desvio Padrão
1	$(8,964 \times 10^5 \pm 1386)$	(3,083)	(0,0618)
2	$(2,058 \times 10^5 \pm 1411)$	(3,08)	(0,12)
3	$(2,6 \times 10^4 \pm 8)$	(3,68)	(0,07868)

Com o auxílio do ajuste, foram separadas a região com predominância de sinal e a região com a predominância de fundo, figuras 5.3 e 5.4:

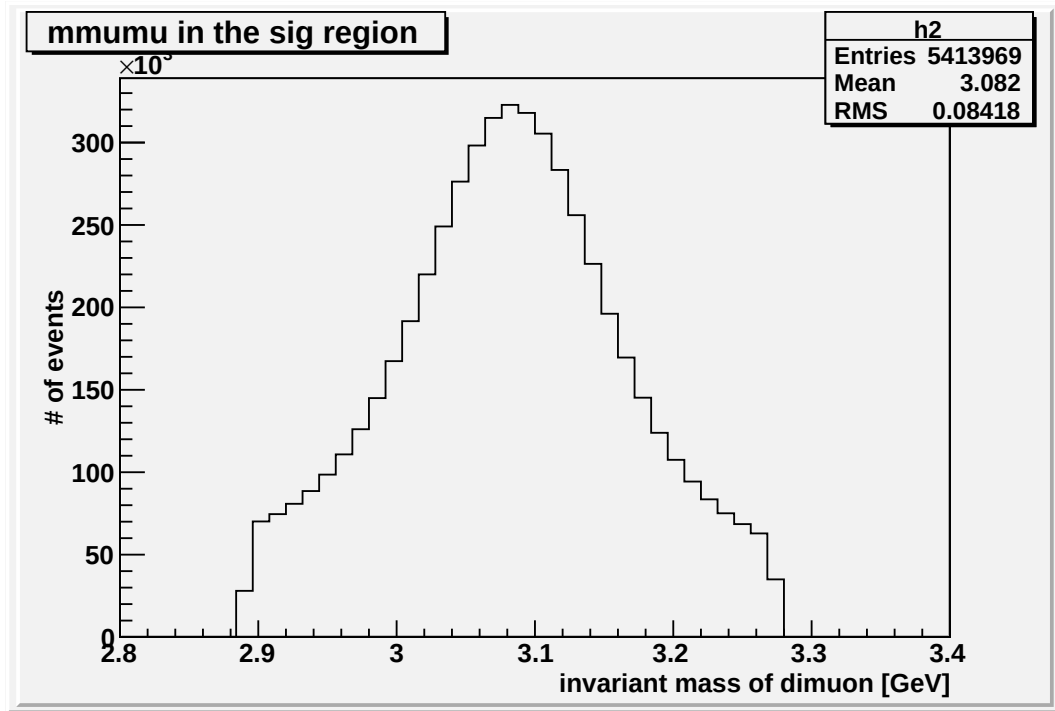


Figura 5.3: Região com predominância de sinal

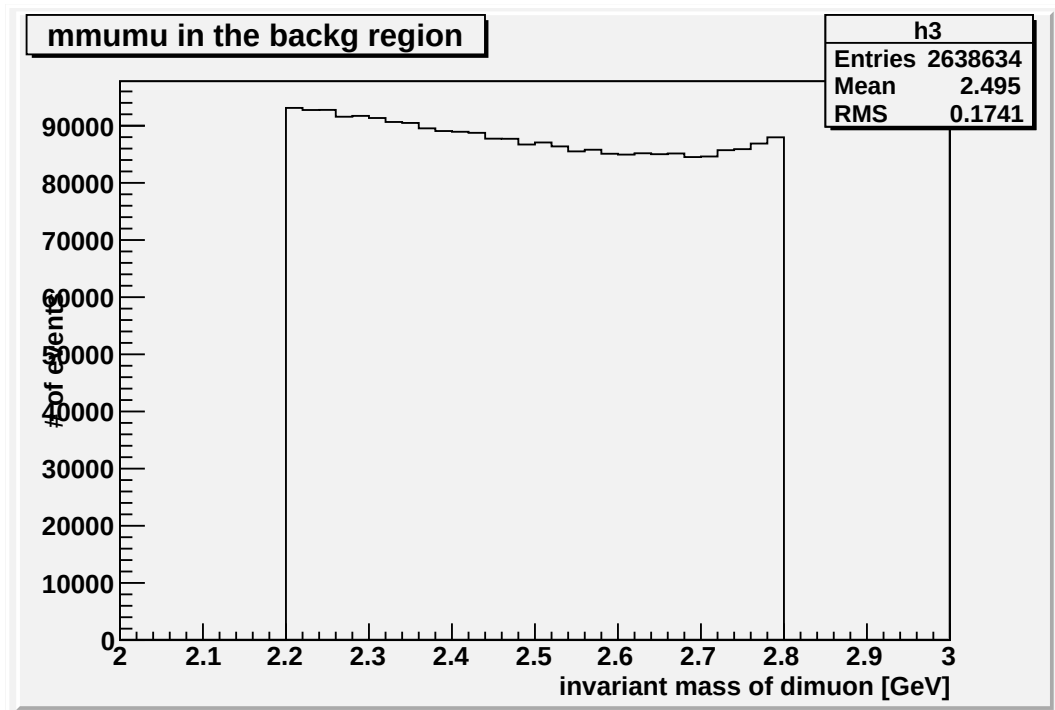


Figura 5.4: Região com predominância de fundo

5.1.1 Variáveis e cortes

Percebe-se na figura 5.1 que existe uma fração considerável de eventos de fundo sob o sinal do J/ψ . Com o intuito de melhorar a razão entre sinal e fundo foram selecionadas algumas

variáveis relacionadas a identificação de *múons*, que apresentaram uma diferença significativa entre região de sinal e a região de fundo.

Foram encontradas as melhores variáveis que podem ser observadas na tabela 5.2: sig3dmumu, sigxymumu, ipsig1mumu, ipsig1mu1, ipsig1mu2, chi2Vrtmu1, pmumu, pmu2, ptmu2. Foram utilizadas as superposições entre histogramas na região de sinal e na região do fundo. O objetivo era obter os melhores cortes para estas variáveis (que podem ser correlacionadas). Para isto utilizou-se a figura de mérito (*Figure of Merit Fom*), definida como:

$$fom_{i,j} = \frac{Esig1_{i,j}}{\sqrt{Ebackg1_{i,j}}} \quad (5.4)$$

onde, $fom_{i,j}$ é a figura de mérito, $Esig1_{i,j}$ é a eficiência para o número de entradas (eventos) na região de sinal, definida como:

$$Esig1_{i,j} = \frac{nsig1_{i,j}}{nsig} \quad (5.5)$$

e $Ebackg1_{i,j}$ é a eficiência para o número de entradas na região de fundo definida como:

$$Ebackg1_{i,j} = \frac{nbackg1_{i,j}}{nbackg} \quad (5.6)$$

onde $nsig1_{i,j}$ é o número de eventos na região de sinal com a aplicação de corte, $nsig$ é o número de eventos na região de sinal, $nbackg1_{i,j}$ é o número de eventos na região de fundo com a aplicação de corte e $nbackg$ é o número de eventos na região de fundo. As letras i e j , fazem referência à variável i e ao corte j .

Tabela 5.2: Variáveis e cortes.

Variável	região de corte
Região de sinal	" $mmumu > 2,891$ e $mmumu < 3,275$ "
Região de fundo	" $mmumu > 2,2$ e $mmumu < 2,8$ "
$ipsig1mumu$	" $ipsig1mumu < 2,94$ "
$sigxymumu$	" $sigxymumu < 3,36$ "
$ipsig1mu1$	" $ipsig1mu1 < 2,85$ "
$ipsig1mu2$	" $ipsig1mu2 < 3,42$ "
$ptmu2$	" $ptmu2 < 14,52$ "
$pmumu$	" $pmumu > 0,57$ "
$pmu2$	" $pmu2 < 21,1$ "
$chi2Vrtmu1$	" $chi2Vrtmu1 < 22,8$ "
$sig3dmumu$	" $sig3dmumu < 29,4$ "

Tabela 5.3: Variáveis e definições.

Variável	definição
$mmumu$	Massa invariante do dimúon
$ipsig1mumu$	Parâmetro de impacto no sentido radial do dimúon
$sigxymumu$	Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon
$ipsig1mu1$	Parâmetro de impacto no sentido radial do múon1
$ipsig1mu2$	Parâmetro de impacto no sentido radial de múon2
$ptmu2$	Momento transversal do múon2
$pmumu$	Momento do dimúon
$pmu2$	Momento do múon2
$chi2Vrtmu1$	Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1
$sig3dmumu$	Deslocamento do vertex em 3 dimensões

1. Deslocamento do vertex em 3 dimensões ($sig3dmumu$);

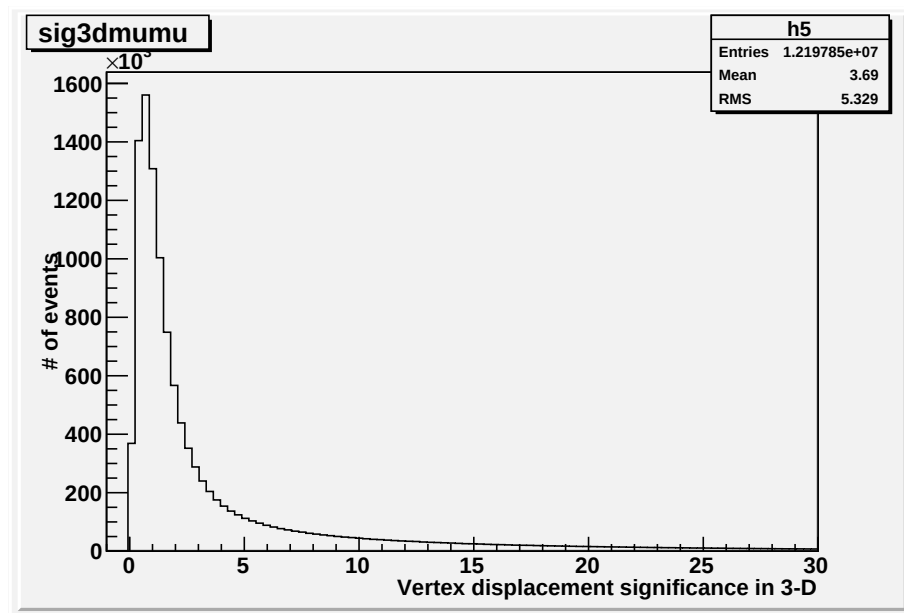


Figura 5.5: Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu).

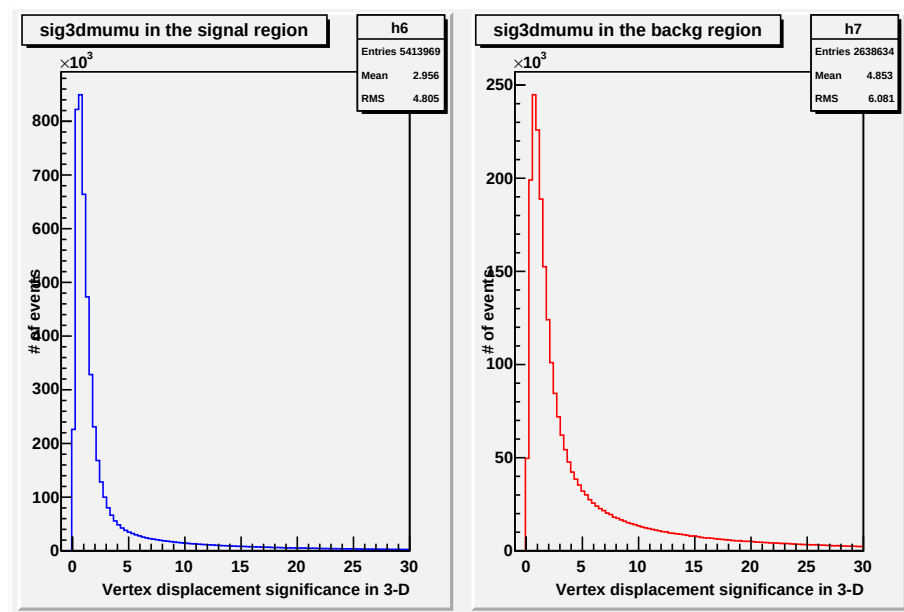


Figura 5.6: Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu) nas regiões de sinal e fundo.

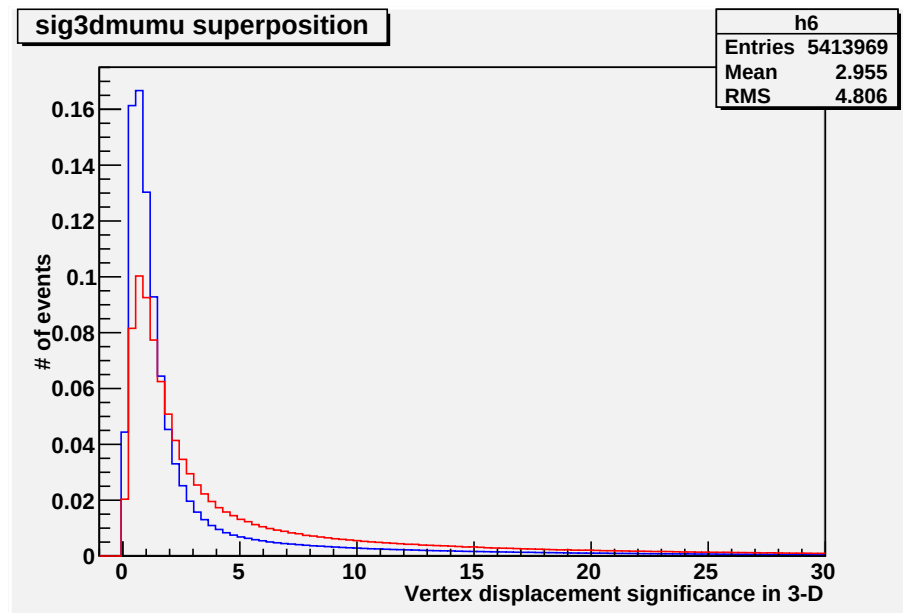


Figura 5.7: Deslocamento do vertex em 3 dimensões (sig3dmumu) superposição da região de sinal com a região de fundo.

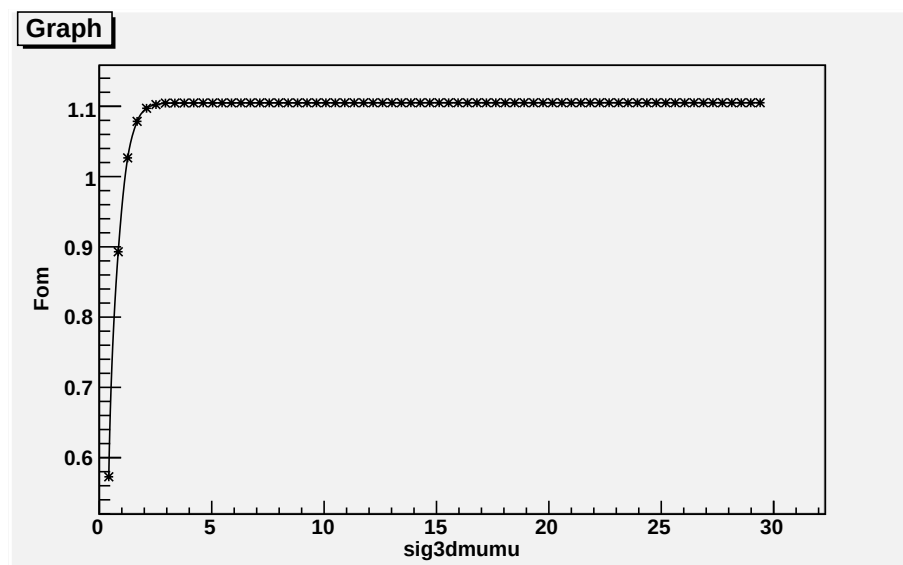


Figura 5.8: Fom vs cut (sig3dmumu).

2. Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu);

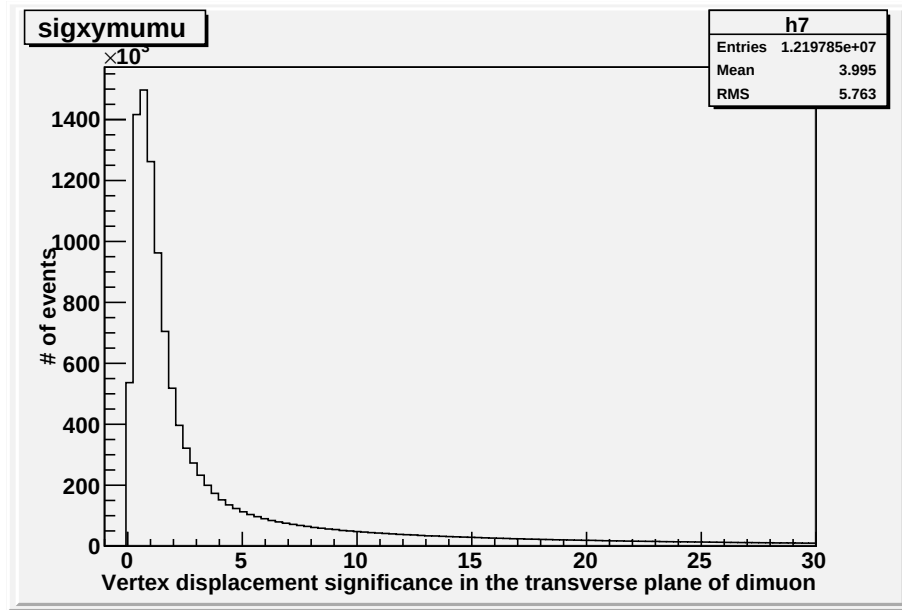


Figura 5.9: Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu).

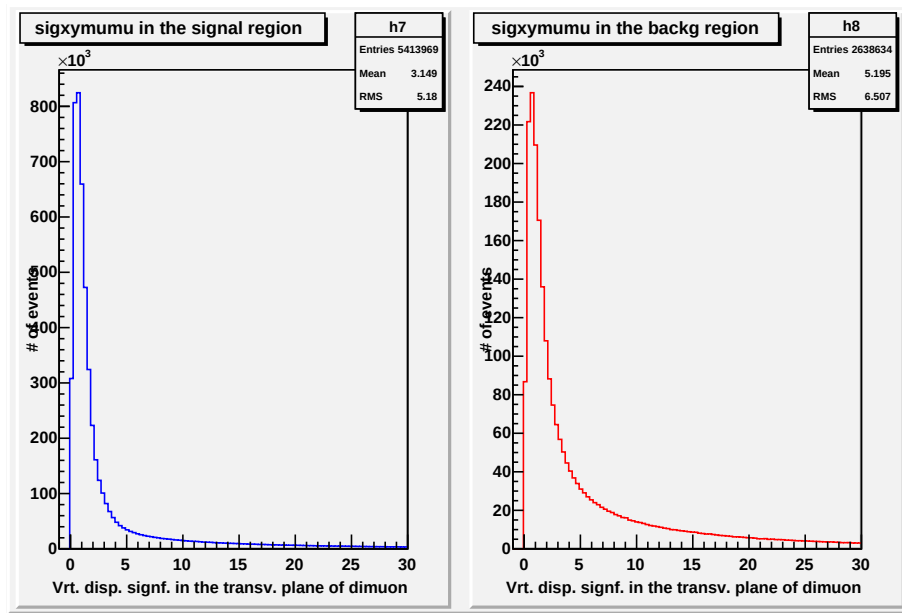


Figura 5.10: Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu) nas regiões de sinal e fundo.

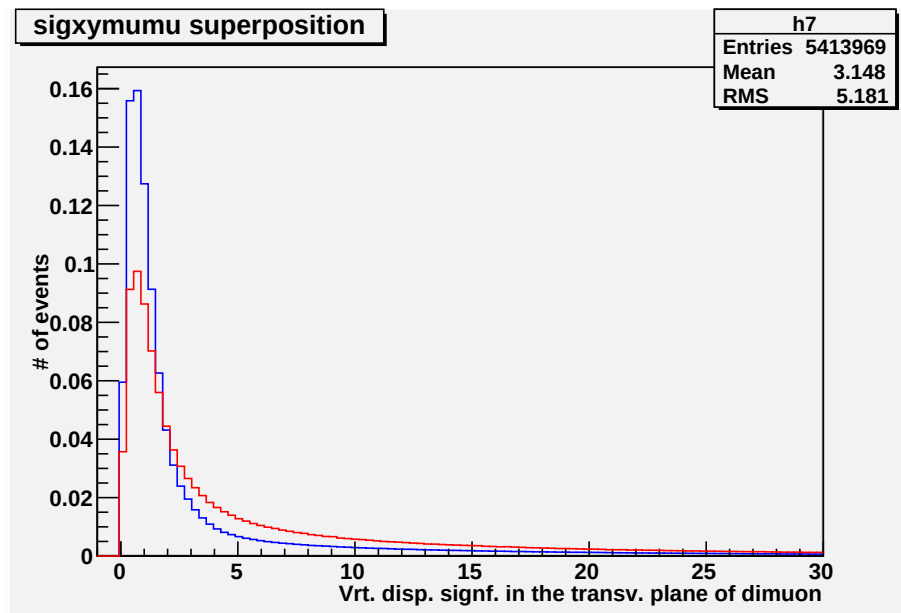


Figura 5.11: Deslocamento do vértice no plano transversal do dimúon (sigxymumu) superposição da região de sinal com a região de fundo.

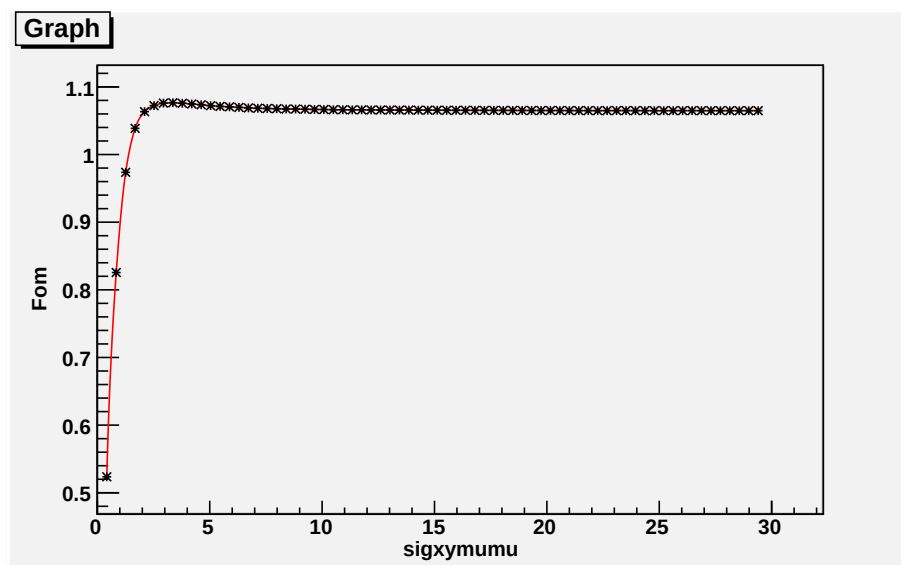


Figura 5.12: Fom vs cut (sigxymumu).

3. Parâmetro de impacto no sentido radial do múon1 (ipsig1mu1);

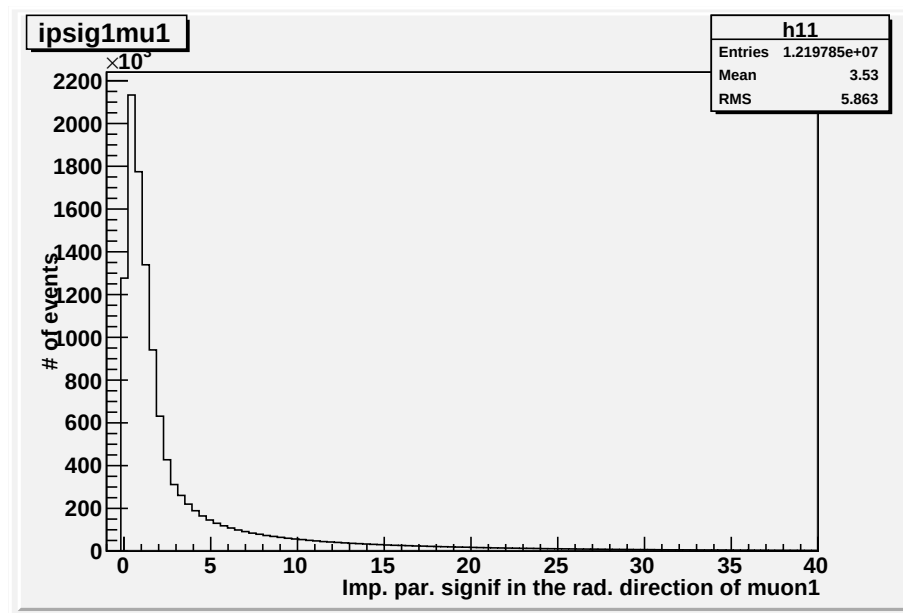


Figura 5.13: Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1).

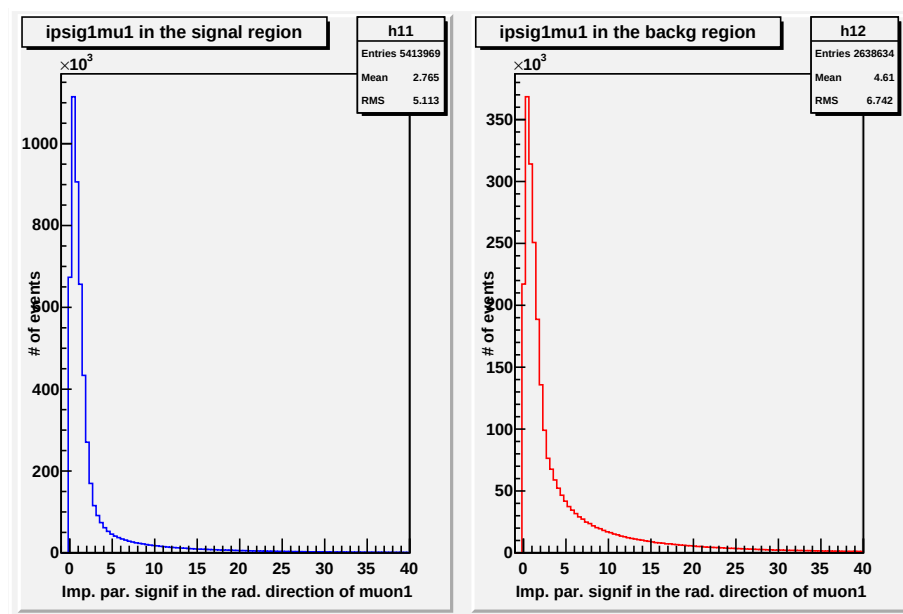


Figura 5.14: Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1) nas regiões de sinal e fundo.

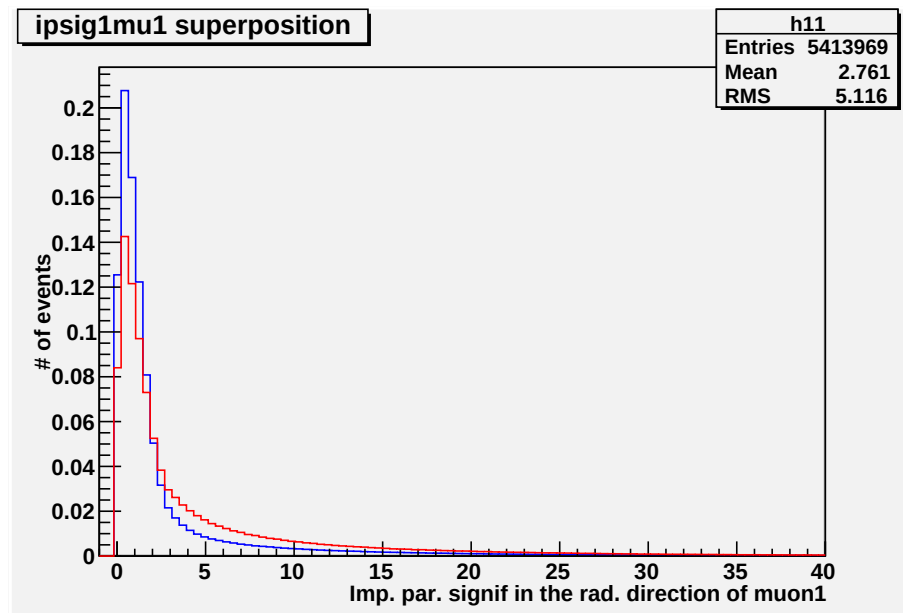


Figura 5.15: Parâmetro de impacto no sentido radial de múon1 (ipsig1mu1) superposição da região de sinal com a região de fundo.

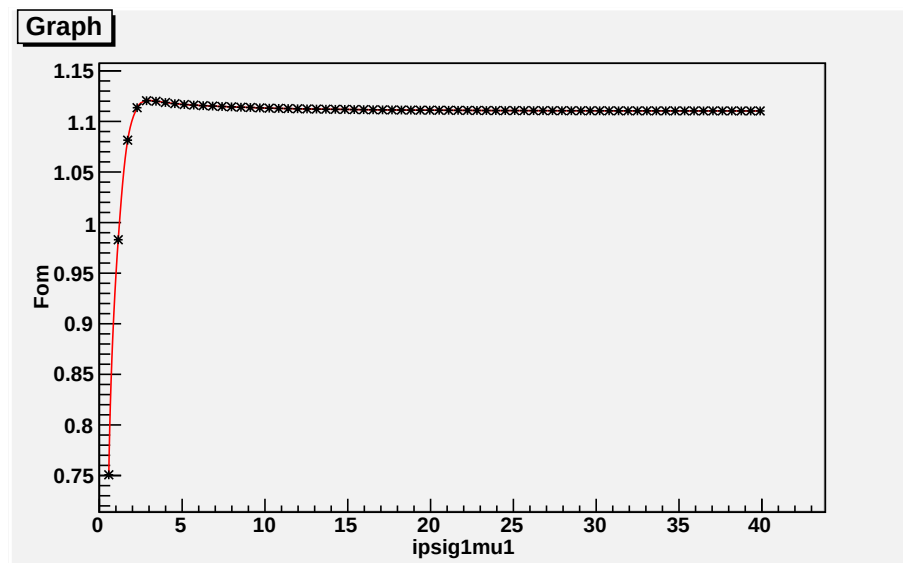


Figura 5.16: Fom vs cut (ipsig1mu1).

4. Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 (chi2Vrtmu1);

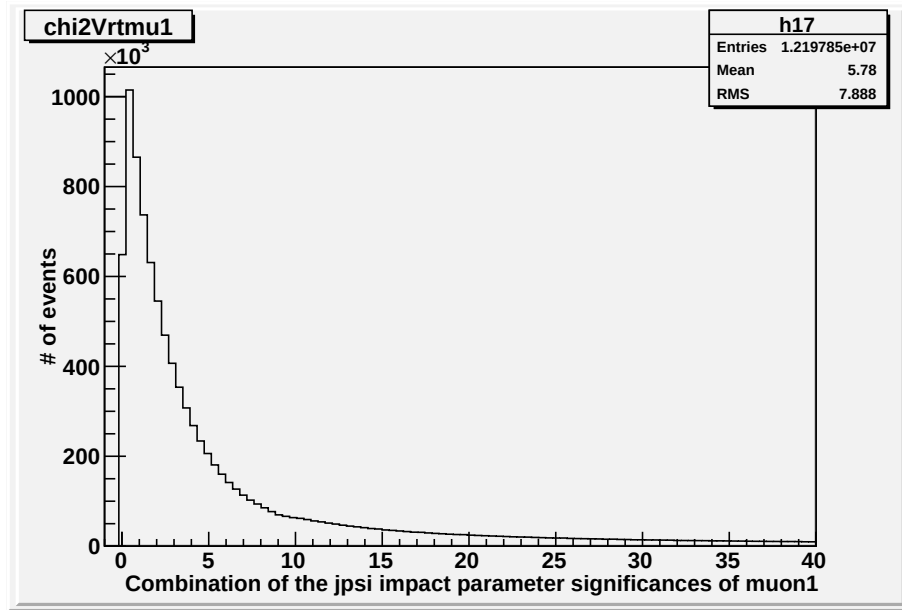


Figura 5.17: Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 ($\chi^2_{Vrt\mu 1}$).

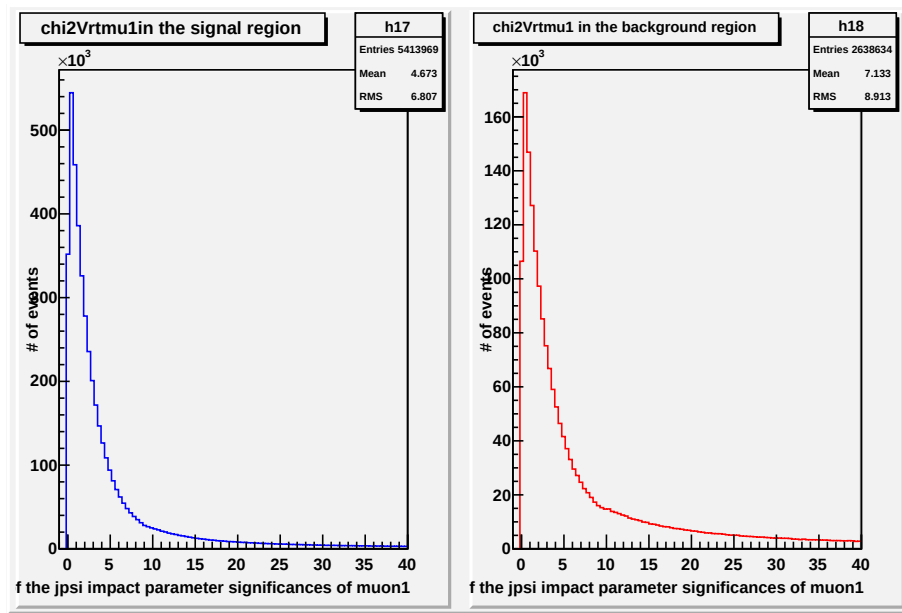


Figura 5.18: Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 ($\chi^2_{Vrt\mu 1}$) nas regiões de sinal e fundo.

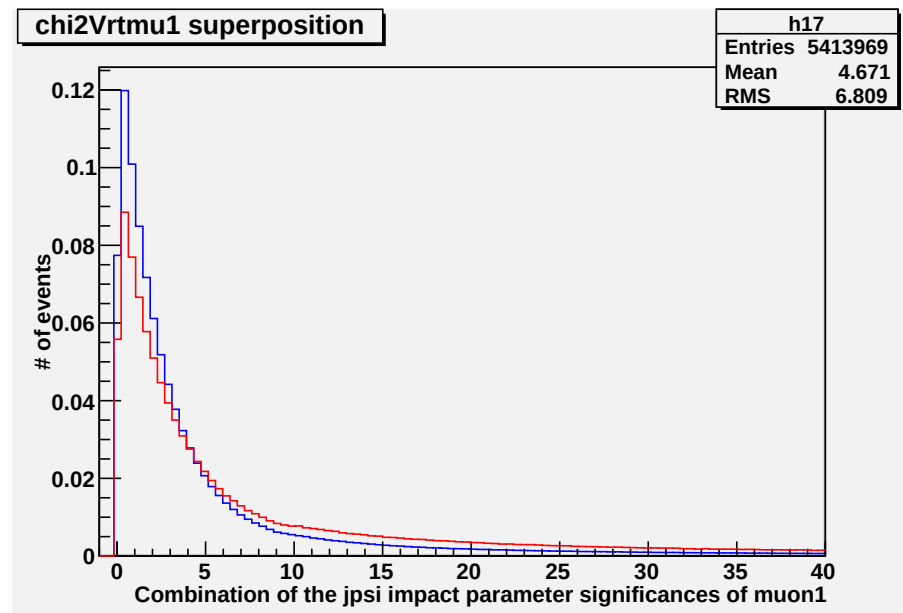


Figura 5.19: Combinação dos parâmetros de impacto r e z do múon1 ($\chi^2_{Vrt\mu 1}$) superposição da região de sinal com a região de fundo.

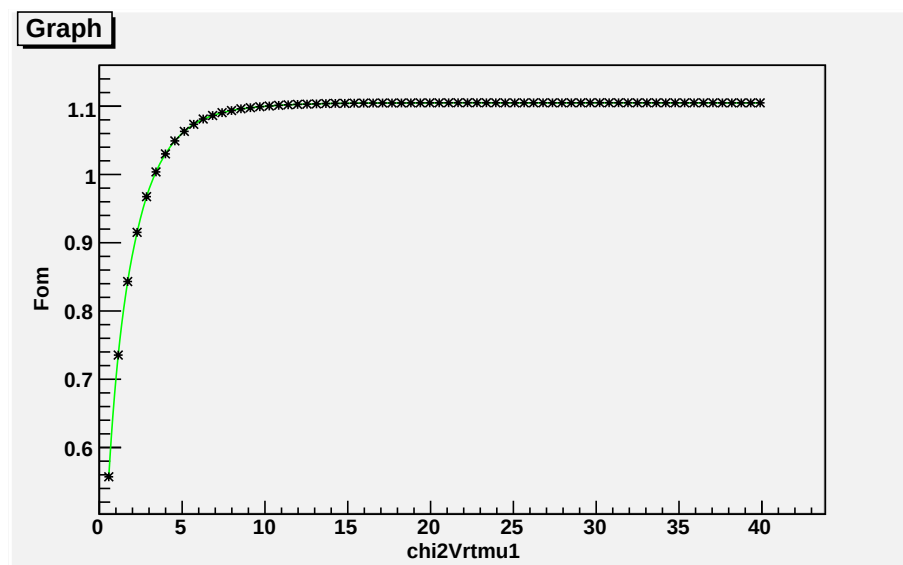


Figura 5.20: Fom vs cut ($\chi^2_{Vrt\mu 1}$).

5. Momento do dimúon ($p_{\mu\mu}$);

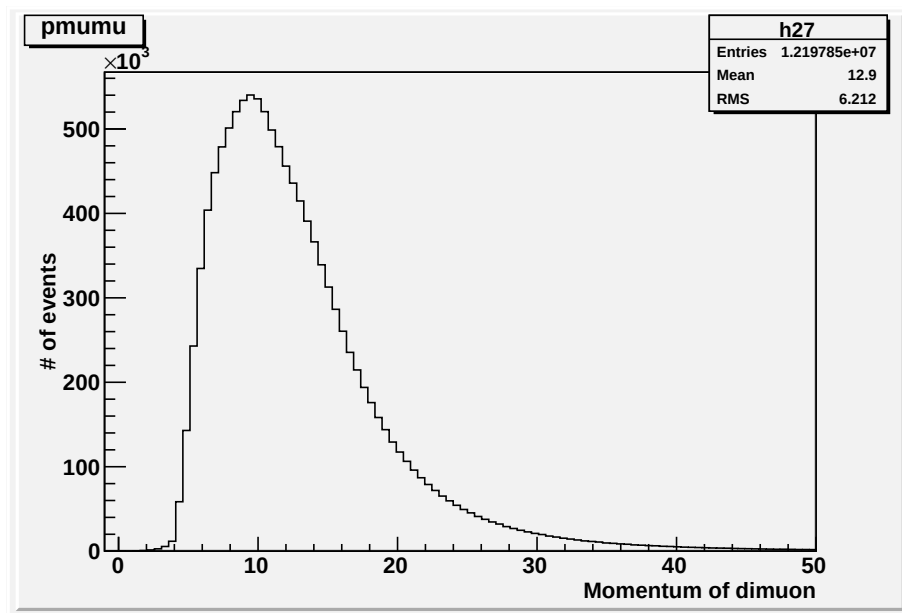


Figura 5.21: Momento do dimúon ($p_{\mu\mu}$).

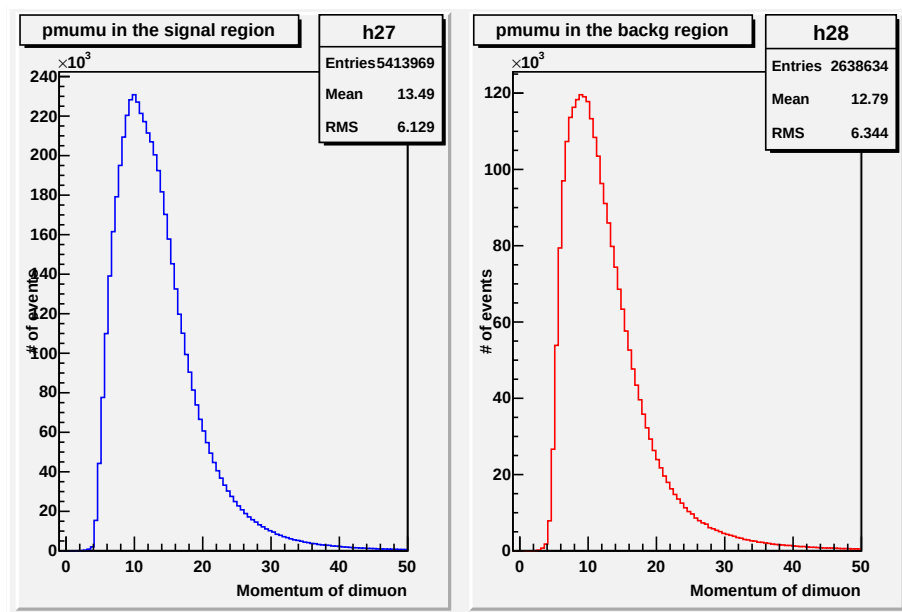


Figura 5.22: Momento do dimúon ($p_{\mu\mu}$) nas regiões de sinal e fundo.

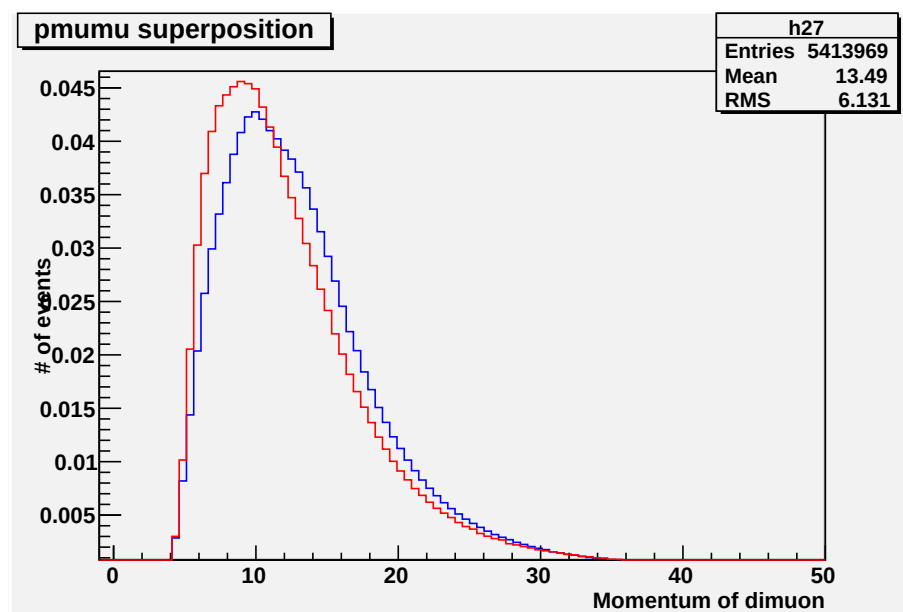


Figura 5.23: Momento do dimúon (pmumu) superposição da região de sinal com a região de fundo.

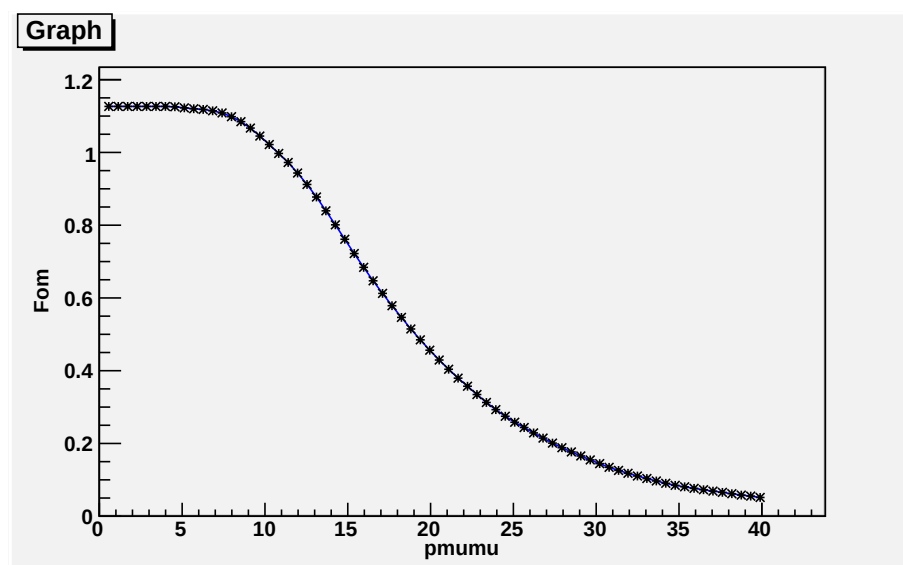


Figura 5.24: Fom vs cut (pmumu).

6. Momento do múon2 (pmu2);

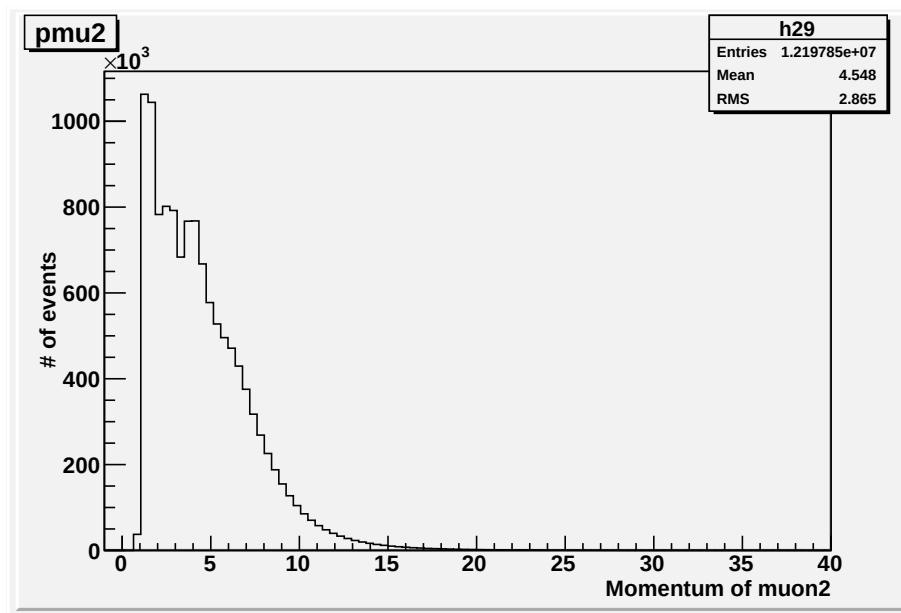


Figura 5.25: Momento do múon2 (pmu2).

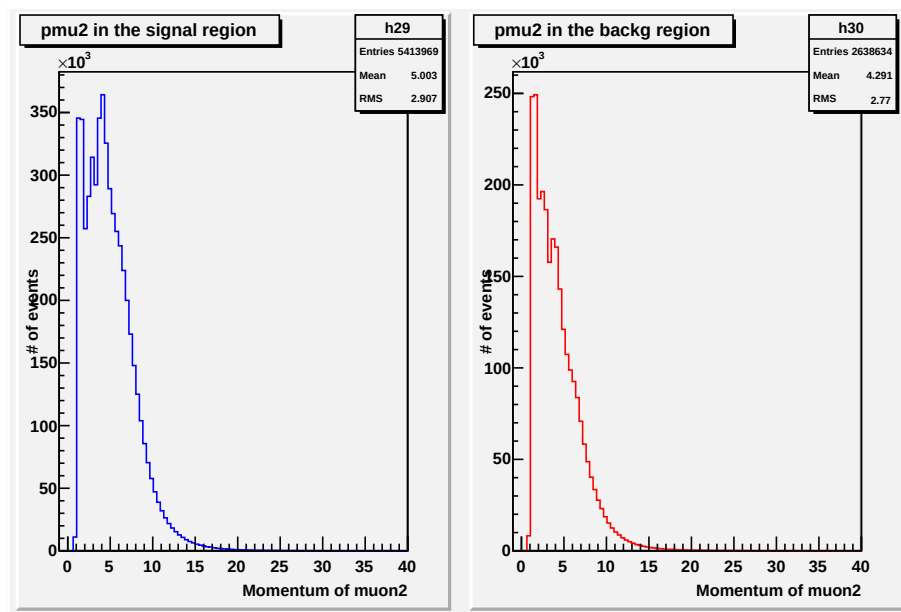


Figura 5.26: Momento do múon2 (pmu2) nas regiões de sinal e fundo.

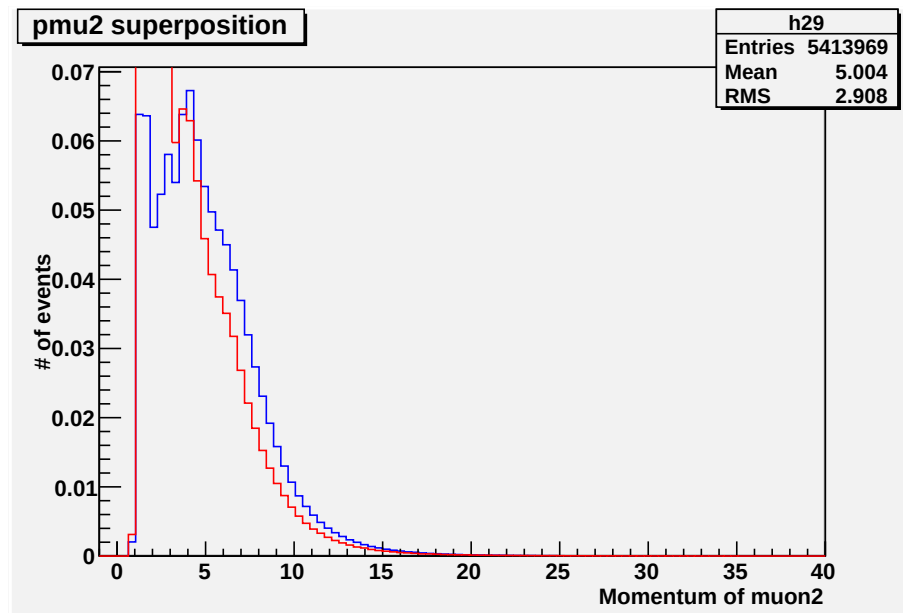


Figura 5.27: Momento do múon2 (pmu2) superposição da região de sinal com a região de fundo.

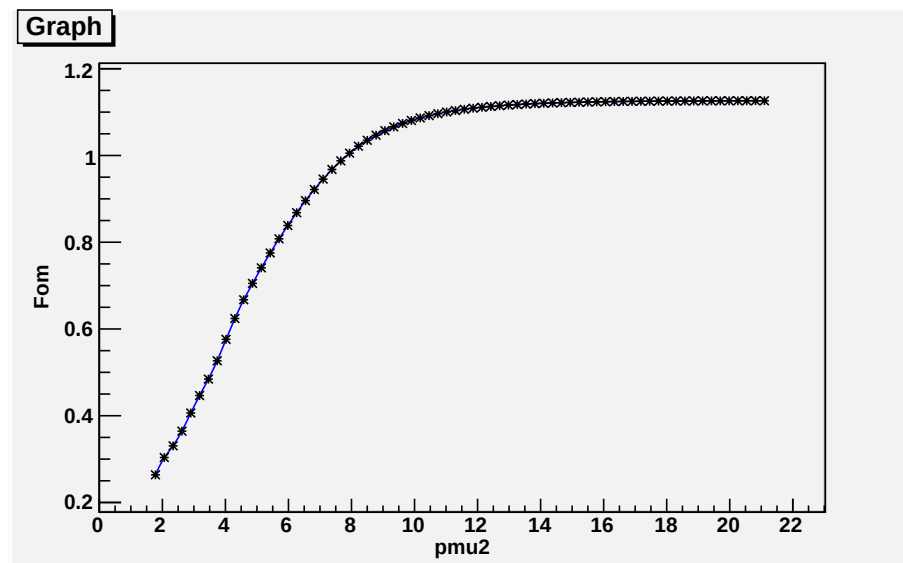


Figura 5.28: Fom vs cut (pmu2).

7. Momento transverso do múon2 (ptmu2)

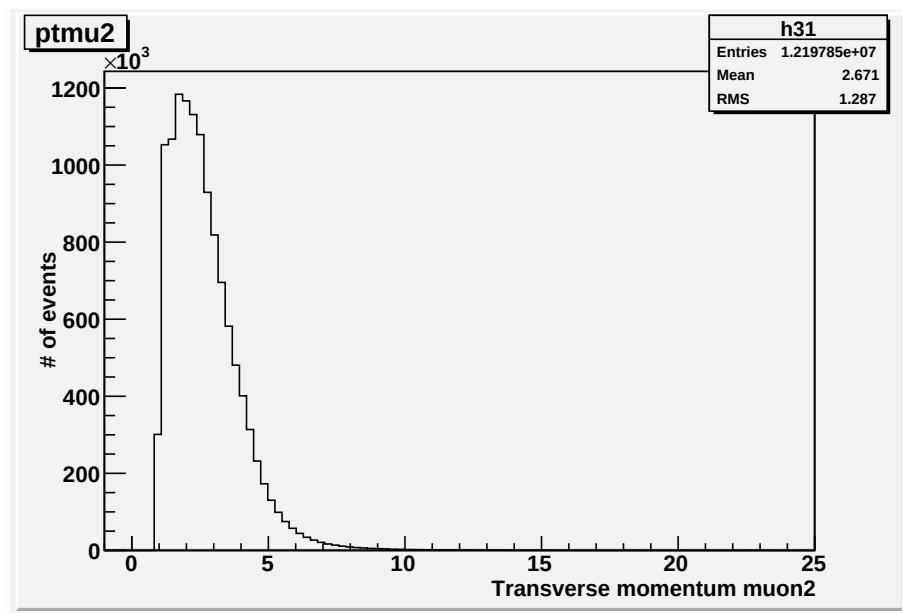


Figura 5.29: Momento transverso do múon2 (ptmu2).

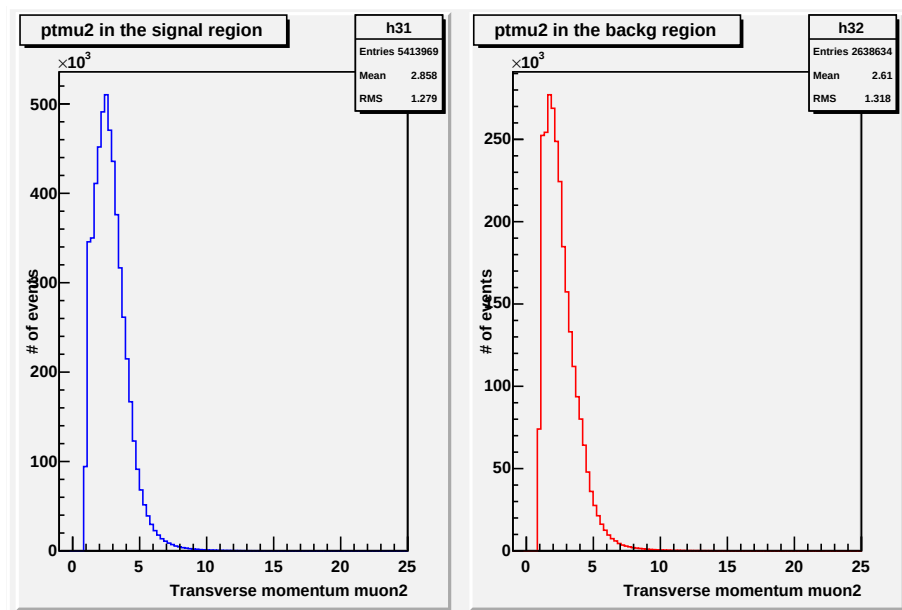


Figura 5.30: Momento transverso do múon2 (ptmu2) nas regiões de sinal e fundo.

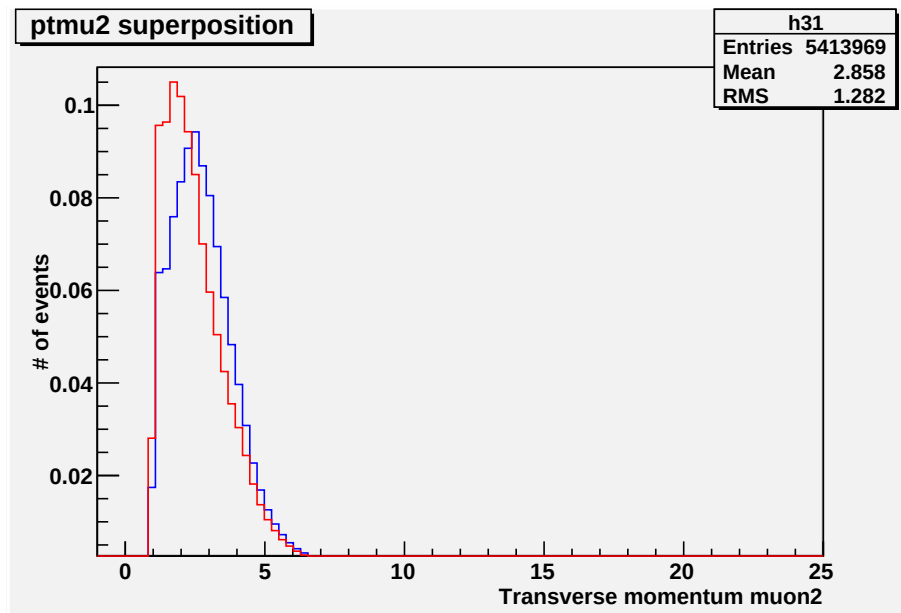


Figura 5.31: Momento transverso do múon2 (ptmu2) superposição da região de sinal com a região de fundo.

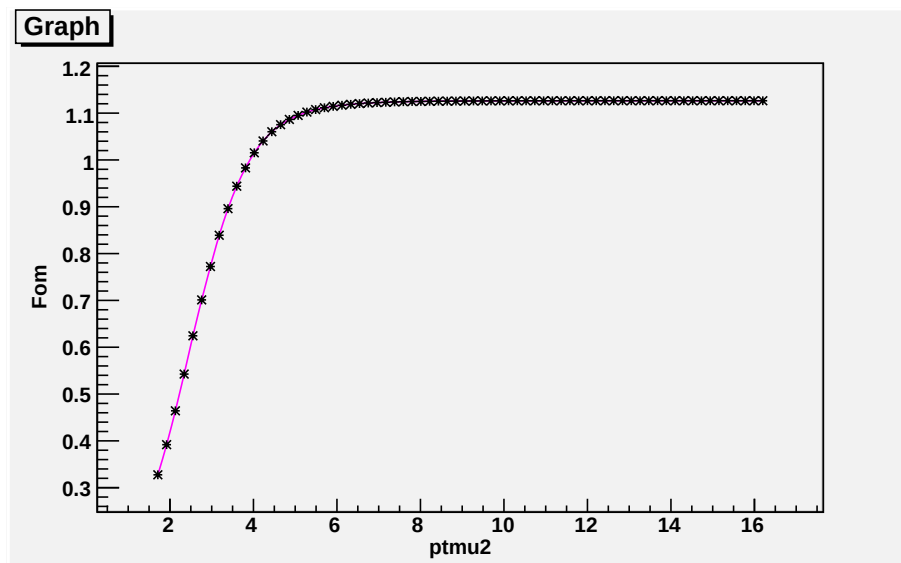


Figura 5.32: Fom vs cut (ptmu2).

A região de sinal baseia-se no ajuste da massa invariante dos dois múons ($m_{\mu\mu}$), sendo escolhida a região de sinal a partir da gaussiana centrada em torno da massa do J/ψ . Os cortes nas variáveis foram mudados por todo o espectro e foi selecionado o corte com o maior valor na figura de mérito.

Aplicando os cortes das 9 variáveis estudadas na massa invariável dos dois múons:

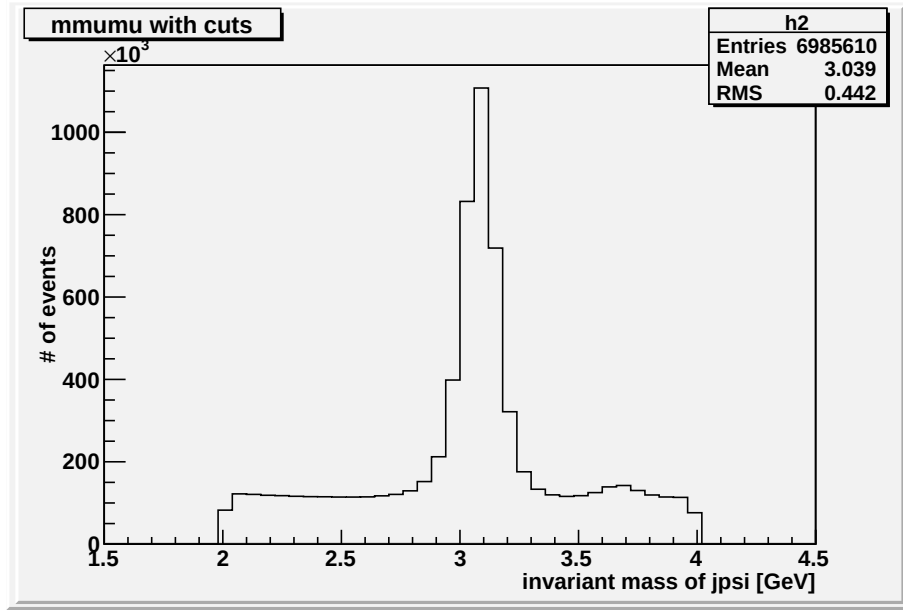


Figura 5.33: Massa invariante dos dois múons com cortes nas 9 variáveis.

5.2 Seleção de χ_{c0}

O méson χ_{c0} decai em $J/\psi + \gamma$, cuja distribuição na massa invariante está na figura 5.34. Os fótons provenientes do decaimento do χ_{c0} são de baixo momento, o que dificulta sua identificação no calorímetro. Dado esse fato, foi utilizado nesta análise, pares e^+ e e^- provenientes da conversão destes fótons de baixo momento, esses pares devem estar bem separados do vértice primário, para evitar problemas na identificação.

É possível verificar uma predominância na massa do χ_{c1} , $m = 3510,66 \pm 0.07 MeV$ e do χ_{c2} , $m = 3556,93 \pm 0.27 MeV$ que possuem o mesmo canal de decaimento $J/\psi + \gamma$, com uma maior razão de ramificação de decaimento $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (36,0 \pm 1,19)\%$ e $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = (20,0 \pm 1,0)\%$ [14] respectivamente, na figura 5.34.

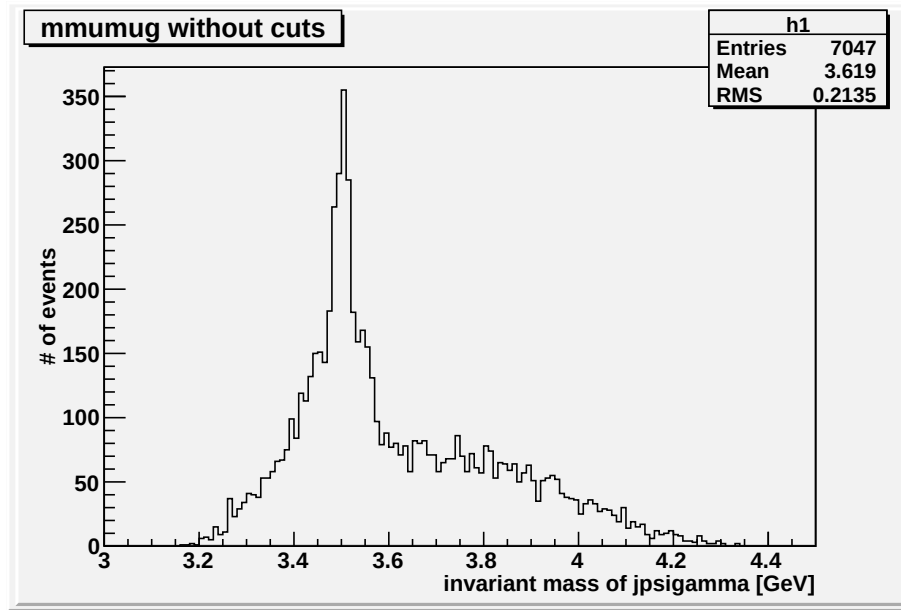


Figura 5.34: Massa invariante do $J/\psi + \gamma$.

Utilizando os cortes estudados na seleção de múons na massa invariante do $J/\psi + \gamma$ obtém-se a figura 5.35:

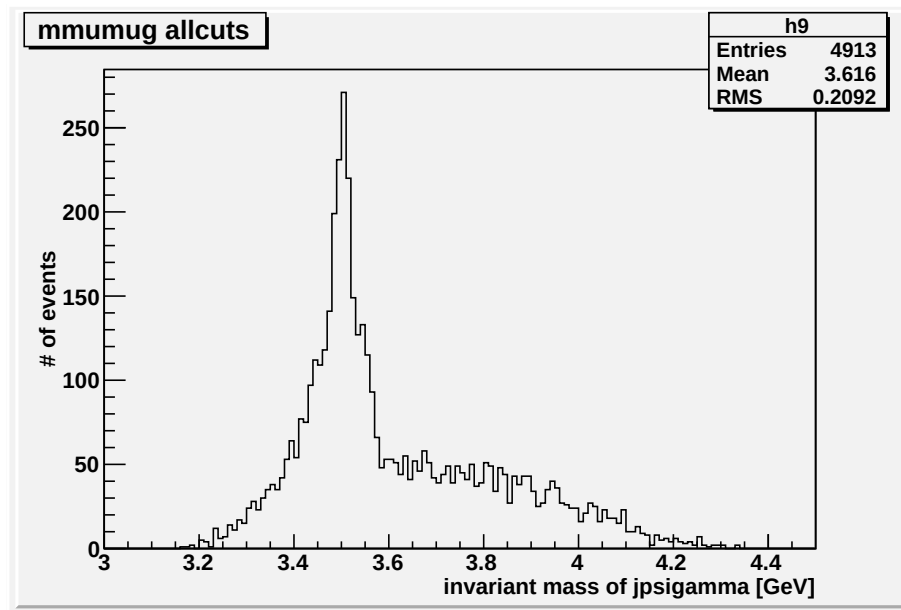


Figura 5.35: Cortes nas nove variáveis estudadas na seleção de múons.

Mesmo com os cortes nas variáveis de seleção de múons, ainda verifica-se uma dificuldade de separar o sinal em torno da região da massa do χ_{c0} . Uma maneira para separar o sinal do χ_{c0} dos sinais do χ_{c1} e χ_{c2} , supostamente, seria buscar por fótons de baixo momento, uma vez que aqueles originados dos decaimentos do χ_{c1} e χ_{c2} , possuem maiores momentos em relação aos

fótons originados do χ_{c0} ¹, pode-se observar a distribuição de momento do fóton na figura 5.36.

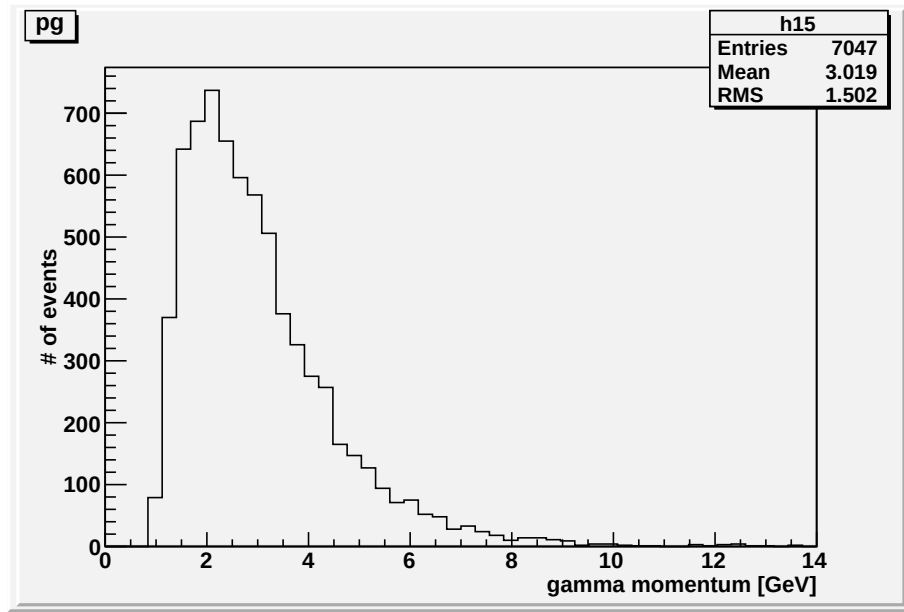


Figura 5.36: Momento do fóton.

Entretanto, cortes em baixo momento, tais como $pg < 1,5$ GeV e $pg < 2,0$ GeV na massa invariante do $J/\psi + \gamma$ não ajudam a separar o sinal do χ_{c0} como mostrado nas figuras 5.37 e 5.38.

¹Tendo em vista a diferença de massa

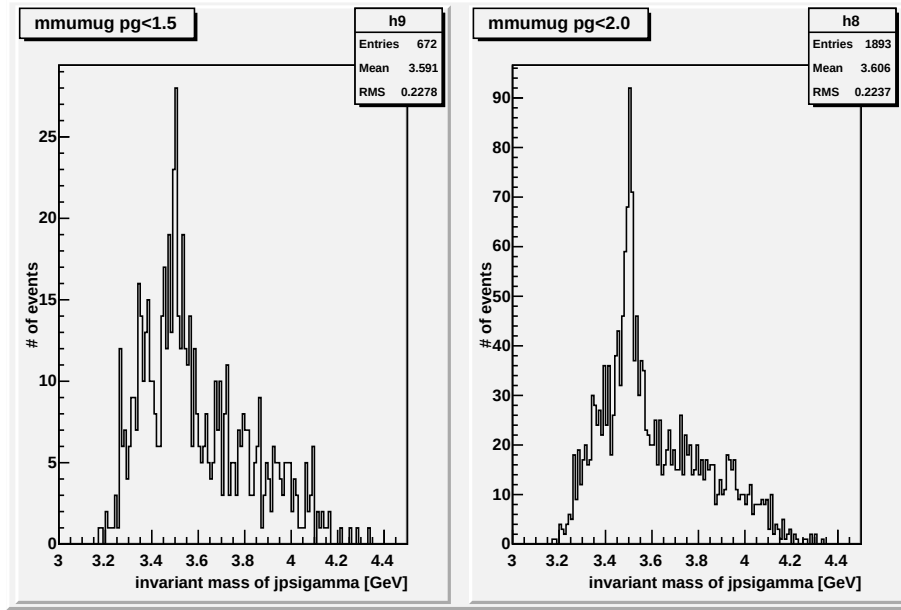


Figura 5.37: Cortes no momento do fóton, $pg < 1,5$ GeV e $pg < 2,0$ GeV, respectivamente.

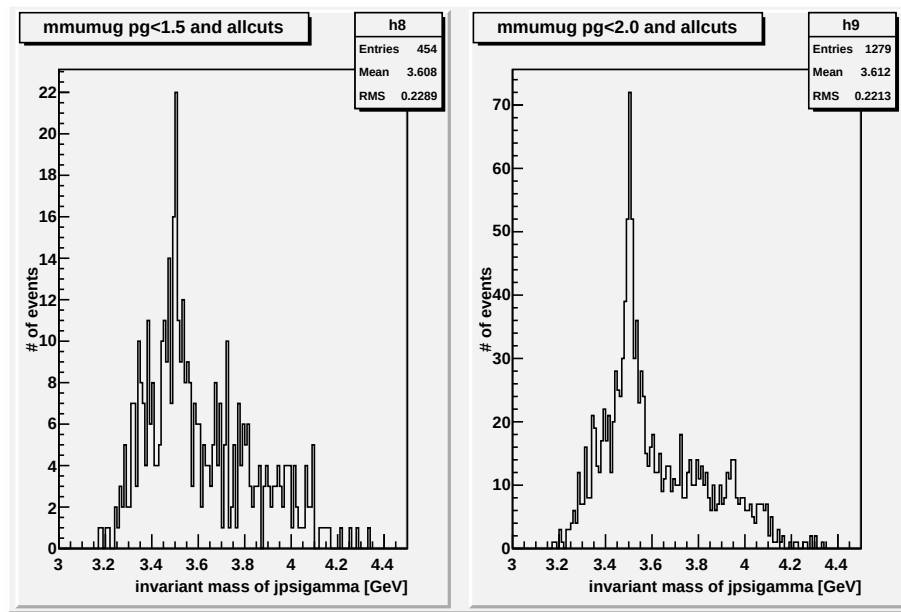


Figura 5.38: Cortes nas variáveis de seleção de múons e no momento do fóton, $pg < 1,5$ GeV e $pg < 2,0$ GeV, respectivamente.

Pode-se observar na figura 5.40 a massa invariante do $J/\psi + \gamma$ utilizando cortes no número de traços nos detectores de traços centrais ($ntrk < 10$). Este corte está relacionado a produção exclusiva do χ_{c0} , uma vez que neste tipo de processo são esperadas 5 partículas, o par de múons, o par de elétrons (representando o fóton) e o J/ψ . É preciso levar em conta a existência de mais de uma colisão entre prótons e anti-prótons por evento (*pile up*), desta forma, foi realizado um corte para eventos com um máximo de 10 traços. Na figura 5.39 é possível observar a

distribuição do número de traços.

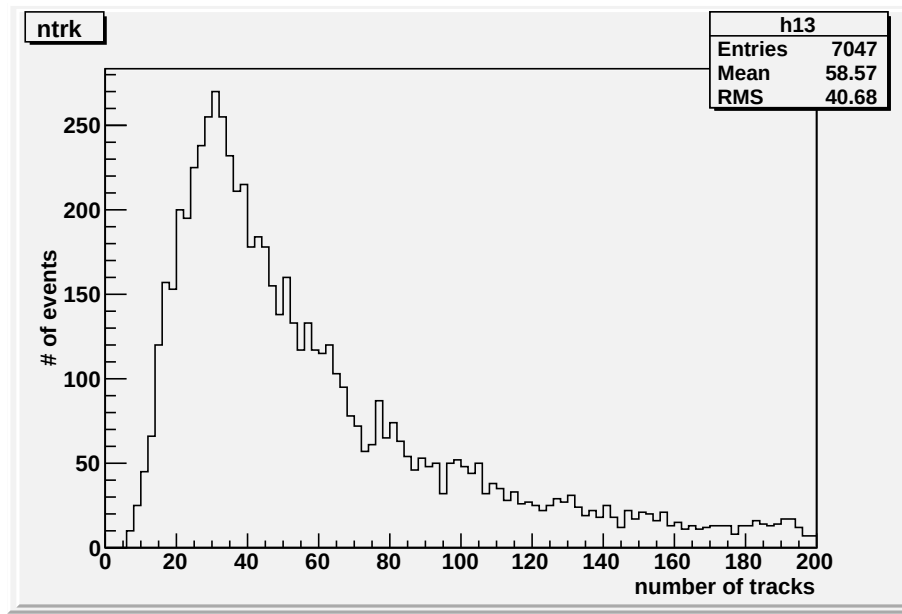


Figura 5.39: Número de traços.

Pode-se fazer uma comparação entre este resultado e o obtido pelo experimento CDF, ambos no *Tevatron*. O experimento CDF utiliza cortes na lacuna de rapidez [26] e obteve a distribuição de massa vista na figura 5.41. É possível verificar um bom acordo entre os resultados, dentro da margem de erro.

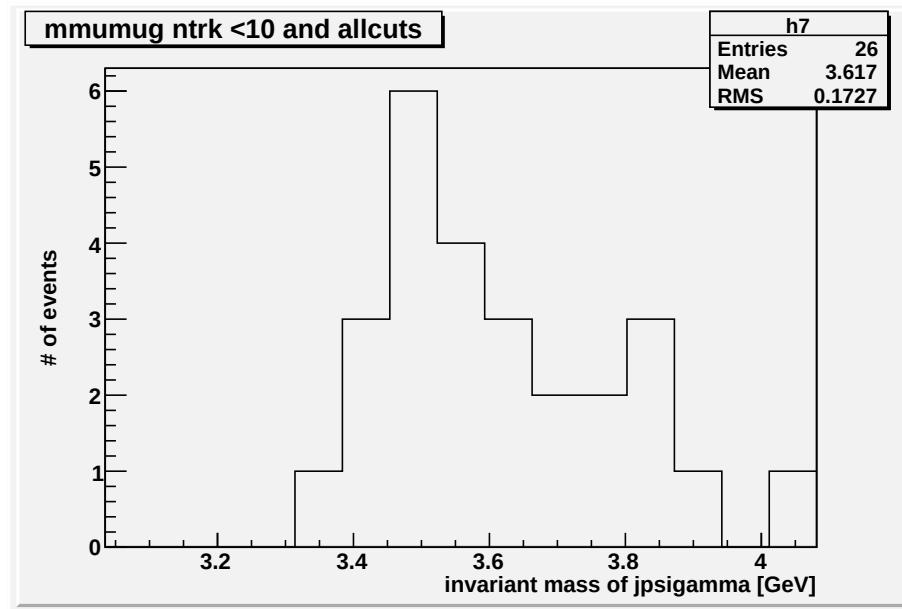


Figura 5.40: Massa invariante do $J/\psi + \gamma$ com corte nas variáveis de seleção de múons e corte em $ntrk < 10$.

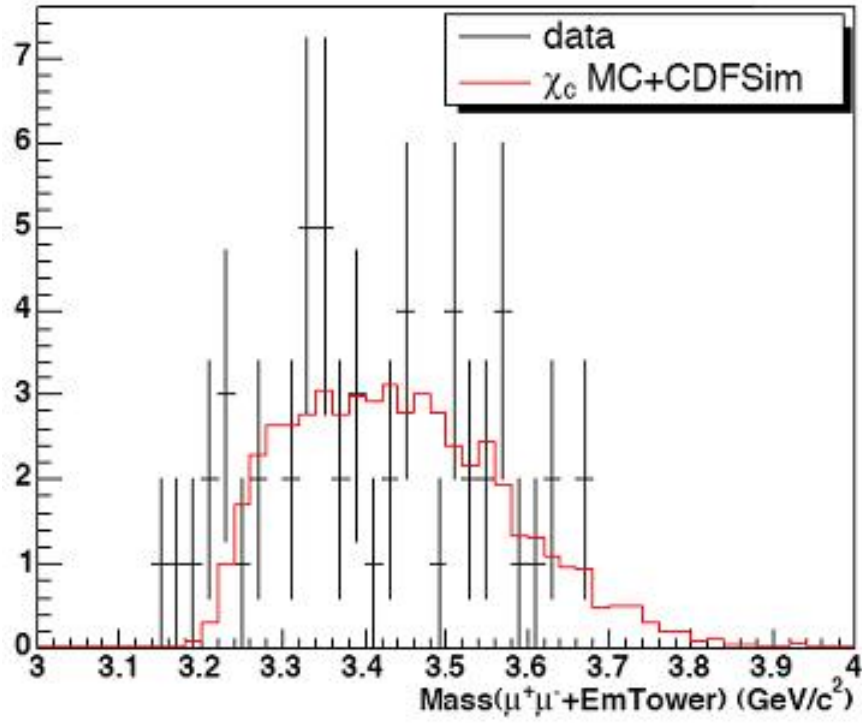


Figura 5.41: Massa invariante do $J/\psi + \gamma$ no experimento CDF com corte na lacuna de rapidez.

Capítulo 6

Conclusão

Foram desenvolvidos estudos em softwares [27], tais como o *root*, *c++*, *linux* e *fortran*, e softwares do experimento $D\bar{O}$ relacionados a física de partículas de altas energias, tais como softwares utilizados pelo grupo *bphysics* como pacotes de softwares do *bana*. Foram desenvolvidos códigos de análise para o estudo de cortes, e códigos de análise de dados reais.

Na aquisição de dados, turnos de monitoramento do experimento (como *DAQ shifter*) ajudaram no entendimento do funcionamento do *Tevatron* e do experimento $D\bar{O}$ nos aspectos de detecção, controle do fluxo de dados, problemas que ocorrem durante a aquisição de dados e a solução destes problemas.

Nesta dissertação foi feito o estudo sobre o conjunto de detectores que formam o $D\bar{O}$, um experimento que permite a realização de pesquisas visando o entendimento das interações fundamentais em física de partículas. Com este estudo, foi possível entender como identificar as partículas produzidas nas colisões entre prótons e anti-prótons, através do uso de informações obtidas em todos os detectores, tais como energia¹ e momento², duas grandezas de importância para a física.

Sobre a análise de dados, foram realizados estudos de corte nas variáveis relacionadas a seleção de múons, diminuindo o fundo na massa invariante do dimúon. Entretanto, esses cortes e o corte no momento dos fótons não foram suficientes para separar o sinal do χ_{c0} . De maneira análoga, foram realizados cortes de exclusividade no número de traços, considerando a possibilidade de mais de uma colisão entre prótons e anti-prótons por evento (*pile up*). Ainda assim, não foi possível separar o sinal do χ_{c0} devido a predominância de χ_{c1} e χ_{c2} que possuem o mesmo canal

¹energia depositada no calorímetro

²a trajetória descrita pela partícula em um campo magnético, possibilitando o conhecimento do momento

de decaimento estudado, com uma maior razão de ramificação de decaimento, fato também observado pelo experimento CDF.

Espera-se a partir deste ano, com a entrada em operação do *LHC/CERN*, que esta classe de eventos exclusivos possa ser observada com maior clareza, dada a maior seção de choque para a produção destes eventos (um fator 3 aproximadamente). De fato, estudos neste sentido já estão sendo realizados no experimento *CMS/LHC*, do qual o CBPF participa.

Apêndice A

Sobre os turnos de monitoramento do experimento DØ, este é um certificado representando o dia de maior eficiência do experimento em 2009, 97,2% no dia 13 de Dezembro.



Figura 6.1: Certificado representando o dia de maior eficiência em 2009.

Bibliografia

- [1] <http://public.web.cern.ch/public/>
- [2] <http://www.fnal.gov/>
- [3] <http://www-d0.fnal.gov/>
- [4] MARTIN, B.R. SHAW, G. Particle Physics. John Wiley Sons Ltd, England, 1994.
- [5] GRIFFITHS, D. Introduction to elementary particles. Wiley-Vch Verlag GmbH Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [6] HALZEN, F. MARTIN, A.D. Quarks and Leptons: an introductory course in Modern Particle Physics. John Wiley Sons Inc., Canada, 1984.
- [7] <http://www.particleadventure.org>
- [8] BARONE, V; PREDAZZI, E. High-Energy Particle Diffraction. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 2002.
- [9] VILELA, A. Estudos sobre a produção difrativa de top-anti-top no CMS/LHC. 116 p. Dissertação (Mestrado). Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Rio de Janeiro 2006.
- [10] G. Ingelman e P. E. Schlein, Phys. Lett. B **152**, 256 (1985).
- [11] R. Bonino et al., UA8 Collaboration, Phys. Lett. B 211 (1988) 239.
- [12] <http://www-cdf.fnal.gov>
- [13] RANGEL, M. Produção de dijetos por dupla troca de pomeron exclusiva. 168 p. Tese(doutorado). Centro Brasileiro de Pesquisas Fcas. Rio de Janeiro 2008
- [14] Particle Data Group, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006).
- [15] SANTOS, A. C. Produção Difrativa de j/ψ no Experimento D 118 p.Tese (Doutorado). Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Rio de Janeiro 2007.
- [16] M. Rangel, C. Royon, G. Alves, J. Barreto and R. B. Peschanski, Nucl. Phys. B **774**, 53 (2007) [arXiv:hep-ph/0612297].
- [17] A. Bialas, P.V. Landshoff, Phys. Lett. B **256** (1991) 540.

- [18] V. A. Khoze, A. D. Martin e M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. C **14**, 525 (2000) [arXiv:hep-ph/0002072].
- [19] FERNOW, Introduction to Experimental Particle Physics, CUP (1986)
- [20] ABAZOV, V.M. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **565** (2006) 463-537.
- [21] http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/daq/daq_mai.html
- [22] <http://www-bd.fnal.gov/notifyservlet/www>
- [23] <http://www-d0.fnal.gov/atwork/index.html>
- [24] <http://root.cern.ch>
- [25] COWAN, G. Statistical data analysis. Clarendon Press, Oxford, New York, 1998.
- [26] James Pinfold et al. [CDF Collaboration], "Exclusive charmonium production at CDF", Proceedings of EDS'09: 13th International Conference on Elastic Diffractive Scattering, CERN, Geneva (2009)
- [27] <http://www.cplusplus.com/doc/tutorial/>